



Recherche et étude de transitions de liaison entre les puits super- et normalement déformés dans le noyau ^{151}Tb

Jérôme Robin

► To cite this version:

Jérôme Robin. Recherche et étude de transitions de liaison entre les puits super- et normalement déformés dans le noyau ^{151}Tb . Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2003. Français. NNT : . tel-00005073

HAL Id: tel-00005073

<https://theses.hal.science/tel-00005073>

Submitted on 24 Feb 2004

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UMR 7500 ■



Thèse

Thèse



Présentée par
Jérôme ROBIN

pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université Louis Pasteur
de Strasbourg

Spécialité : Physique Nucléaire

Recherche et étude de transitions
de liaison entre les puits super-
et normalement déformés
dans le noyau ^{151}Tb .

Institut de
Recherches Subatomiques
23 rue du Loess
BP 28
F-67037 Strasbourg cedex 2
Tél: (33) 03 88 10 6214
Fax: (33) 03 88 10 6292
<http://www.wires.in2p3.fr>

UNIVERSITÉ LOUIS PASTEUR

THÈSE

**Recherche et étude de transitions
de liaison entre les puits super-
et normalement déformés dans le
noyau ^{151}Tb .**

présentée par

Jérôme ROBIN

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg

Spécialité : Physique Nucléaire

Soutenue le 18 Décembre 2003 devant la commission d'examen

M. Jerzy Dudek

Président du jury

Mme Marie-Geneviève Porquet

Rapporteur interne

Mme Angela Bracco

Rapporteur externe

M. Jan Styczeń

Rapporteur externe

M. Thaddée Byrski

Directeur de thèse

M. Gilbert Duchêne

Directeur de thèse

Ô Moi! Ô la vie!

*Ô moi! Ô la vie!...tant de questions qui m'assaillent sans cesse,
Ces interminables cortèges d'incroyants, ces cités peuplées de sots,
Moi-même qui constamment me fais des reproches, (car qui est plus
sot que moi et qui plus incroyant?)
Ces yeux qui vainement implorent la lumière, ces buts misérables, cette
lutte sans cesse renouvelée,
Les piètres résultats de tout cela, ces foules harassées et sordides que
je vois autour de moi,
Ces années vides et inutiles de la vie des autres, ces autres à qui je
suis irrémédiablement lié,
La question, Ô moi! si triste et qui me hante - qu'y a-t-il de bon en
cela, Ô moi, Ô la vie?*

Réponse.

*Que tu es ici - que la vie existe et l'identité,
Que le prodigieux spectacle continue et que tu peux y apporter ta rime.*

O Me! O Life!

*O Me! O Life! ... of the questions of these recurring;
Of the endless trains of the faithless - of cities fill'd with the foolish;
Of myself forever reproaching myself, (for who more foolish than I,
and who more faithless?)
Of eyes that vainly crave the light - of the objects mean - of the struggle
ever renew'd;
Of the poor results of all - of the plodding and sordid crowds I see
around me;
Of the empty and useless years of the rest - with the rest me inter-
twined;
The question, O me! so sad, recurring - what good amid these, O me,
O life?*

Answer.

*That you are here – that life exists, and identity;
That the powerful play goes on, and you will contribute a verse.*

Leaves of Grass, Walt WHITMAN (1819-1892).

Remerciements

Un vieil adage rapporte que l'on rentre en sciences comme on rentre en religion. Il est indéniable que la recherche scientifique peut prendre parfois des allures de quête du Saint Graal. Pour surmonter cette épreuve il est indispensable de s'entourer de compagnons loyaux partageant les mêmes convictions et avec lesquels il est possible de discuter librement autour de tables rondes. L'aventure humaine, sociale et scientifique que constitue la réalisation d'une thèse en physique amène à faire de nombreuses rencontres. Qu'ils soient rois ou bouffons, bardes ou maîtres d'armes, sages ou fous, prêtres ou magiciens (les mentalistes étant les plus puissants), elfes ou nains (et même hobbits), courtisanes ou princesses; il y a toujours une expérience à retirer des relations entretenues avec ces individualités.

C'est pourquoi j'ai souhaité que toutes les personnes ayant partagé quotidiennement (réellement ou virtuellement) ou plus sporadiquement ma vie ces trois années de thèse trouvent dans les quelques lignes (pages ?) qui suivent l'expression de ma reconnaissance pour m'avoir permis d'une manière ou d'une autre de relever ce challenge et de concrétiser ce projet herculéen.

Je tiens en premier lieu à remercier Gilbert Duchêne pour m'avoir donné l'opportunité d'aller au bout de mon rêve d'étudiant en me confiant la responsabilité des travaux réalisés dans ce mémoire de thèse. Au même titre, j'aimerais adresser mes plus sincères remerciements à Thaddée Byrski pour m'avoir initié à la beauté et aux mystères de la superdéformation. J'aimerais également témoigner ma gratitude à Francis Beck pour m'avoir fait profiter de sa longue expérience au cours de nombreuses et instructives réunions. Mes derniers remerciements et non les moindres vont à Atsuko Odahara qui m'a guidé dans les étapes de préparation de mon expérience, l'apprentissage des techniques d'analyse et d'étalonnage, ainsi que pour sa disponibilité et sa gentillesse. Pour toutes ces choses et pour m'avoir initié à la subtilité de la culture et de la langue japonaise “dōmo arigatō gozaimashita ! ^_^”.

REMERCIEMENTS

Je tiens à montrer ma profonde reconnaissance au Professeur Jerzy Dudek, et ce à double titre : tout d'abord pour l'aide et les connaissances qu'il m'a apportées sur les parties théoriques et en second lieu pour avoir présidé mon jury de soutenance. J'adresse également mes remerciements à mes rapporteurs externes, Marie-Geneviève Porquet et Jan Styczeń qui ont accepté de juger mon tapuscrit et proposé des critiques constructives me permettant de finaliser cette version. Finalement, j'aimerais exprimer ma reconnaissance à Angela Bracco pour l'intérêt qu'elle a porté à mes recherches, et ce depuis leur commencement.

J'aimerais remercier toutes les personnes de l'IReS qui ont rendu possible les différentes étapes de mon travail de thèse. Mes remerciements s'adressent d'abord aux chercheurs strasbourgeois de la collaboration EUROBALL, et plus personnellement à Dominique Curien qui en tant que voisin "privilégié" de mon bureau a supporté (et même parfois apprécié) mes goûts musicaux éclectiques, mais également à Patrice "alors ton pic ?" Medina, Jean Devin, Charles Ring et Christophe Kieber pour la maintenance des détecteurs Germanium et des systèmes électroniques du multidétecteur EUROBALL IV. Je suis redevable auprès de Elyette Jegham et de toute l'équipe des opérateurs de l'accélérateur VIVITRON pour leur efficacité à fournir presque sans interruption du faisceau pendant les quelques 17 jours qu'a duré ma manip et auprès de Marie-Antoinette Saettel pour la qualité de fabrication de ces cibles. Je ne saurais oublier Piotr Bednarczyk qui m'a dépanné de nombreuses fois sur les programmes EUROBALL, Denis Villaumé pour son aide dans la conversion vers le système Linux des programmes développés sous Unix, Jean-Bernard Bueb et Paul Wittmer pour leur assistance informatique.

Je destine également une partie de mes remerciements à mes autres collègues Benoit Gall, Olivier Dorvaux, Nicolas Schunck, Hervé Molique, Neil Rowley, Louise Stuttgé, Marc Rousseau et plus particulièrement à Christian Beck qui m'a permis de faire mes premières armes d'expérimentateur en "shift" sur une manip ICARE. J'aimerais exprimer ma gratitude à Denis Staub et tout spécialement à Inmaculada "Inma" Piqueras pour m'avoir toujours consacré un peu de son temps et chez qui j'ai pu trouver une oreille attentive. Merci à Sophie Pilven et Adina Buta pour m'avoir soutenu pendant toute la durée de leur court passage au laboratoire qui a coïncidé avec ma période de rédaction et à Noël Dubray pour son implication importante dans l'élaboration des calculs théoriques destinés à l'interprétation de mes résultats. Merci au personnel administratif, et tout particulièrement à Jeanine Spill, Erice North, Suzanne Guyonnet, Denise Kueny et Gilles Schneider pour leur disposition à rendre service tout en fournissant en prime un sourire.

REMERCIEMENTS

L'expérience réalisée lors de cette thèse n'aurait pu voir le jour sans la collaboration de nombreux chercheurs extérieurs français et étrangers. Je ne peux en faire la liste exhaustive au risque d'en oublier bien malencontreusement, mais je souhaite qu'ils sachent que je leur suis redevable de l'excellent déroulement de cette expérience. Je voudrais remercier d'autant plus spécifiquement Nadine Redon, Aurélien "fuzzy" Prévost et Olivier "Zouzou" Stezowski, ce dernier m'ayant fait gagné un temps inestimable grâce à son programme de calibration utilisant la logique floue et la conversion sous Linux des routines de création d'une Database. Je voudrais également souligner l'aide que m'ont apporté Amel Korichi et Araceli "Waely" Lopez-Martens pour respectivement la correction des gains de la voie 20 MeV et l'étude de la sélection des fenêtres en temps, les en remerciant ici par la même occasion. Enfin j'aimerais remercier Karin Lagergren, Kazek Zuber, P.J. Twin, E.S. Paul et Pankaj Joshi, avec lesquels j'ai établi certains contacts privilégiés.

J'aimerais maintenant revenir un peu avant le début de ma thèse pour remercier les étudiants de la promo 1999/2000 du DEA Physique Subatomique, Modélisation et Instrumentation, et plus particulièrement Eric "le Ricou" Baussan, Arnaud "faloux" Gay, Muriel "Mumu" Pivk, Paul "à mardi 9h12" Papka, Frédéric "Cholby" Bloch, Mireille "Mimi" Schneider et Emmanuelle "Manu" Bouchez qui ont vécu comme moi les tribulations du thésard. J'aimerais exprimer ma satisfaction d'avoir partagé des moments de pur bonheur autour d'une table de tarot en compagnie des thésards (et de leurs amies) issus de la promo 2001/2002 que sont Àngel "cara de polla" Sánchez i Zafra, Renaud "appréciable!" Vernet, Benjamin "l'épicier" Gizard, Anne Catherine "Anne-Cat" Le Bihan, Damien "boulette!" Grandjean et Emilie "sa coPine!" Tavella, Hugo "la motte" Faivre et Magalie "gouyou" Berton, sans oublier les soirées gastronomiques de belote coïncée chez Auguste "général à trèfle" Besson. Merci également à Stéphanie "la Steph" Moreau pour l'organisation des restos entre doctorants et à Seb et Françoise pour leur sympathie.

Je crois qu'on ((parenthèses (incontournables) réservées à un public averti) ce n'est pas lui que cela aurait le plus privé) n'aurait jamais vu l'achèvement de cette thèse sans le soutien des membres du forum électronique le plus prisé des quatre coins de l'hexagone triangulé entre Strasbourg, Toulouse et Troyes. Un grand merci donc à Laury "Leto" et Gaëlle "ma Sœurlette" Chable, à Franck "Korgelen" Lépinos, à Arnaud "Authaire" Druon et Vanessa "Vanou" Chevalier, à Laurent "Dilvish" Schwebig et Eve "Ange et Lion" Bordonne, à Jean-Philippe "Belag" Mats, à Gilles "Gillou" et Christina "Tina" Rouzé pour avoir été les fidèles correspondants de mes "petits" mails relatant mes expériences, mes joies et mes peines, mes espérances et mes doutes.

REMERCIEMENTS

J'aimerais vanter cette force extraordinaire que procure la musique, dans laquelle j'ai puisé à de nombreuses reprises pour me surpasser dans les moments difficiles. Je voudrais donc citer ici les membres de mon groupe LES PARASITES: Arnaud "Arnie" Lepage, Jean-Loup "J-Hell" Clément et Bertrand "Béber" Colombier qui partagent avec moi bien plus qu'une certaine idée de la musique et avec lesquels j'ai vécu et vis encore des moments inoubliables. Je tiens également à associer tous les fans de la première heure: Benoît "Benjo" Emonet, Benoît "Benco" Collard, Sylvie "Poulette" Colombier, Franck "Kinou" Casimir, Isabelle "Isablue" Gruss, Valérie "Valou" Mouy, Dominique "Moustic" Follereau et les membres du groupe EMBRYONIC CELLS qui nous ont soutenu depuis le début de notre modeste carrière musicale.

A celles qui ont traversées ma vie telles des étoiles filantes, Delphine "Ally McBeal" Marin, Delphine "cinq bises" Camuzeaux, Virginia "Vicky" De La Garza Guadarrama, Elise "mon éclipse d'octobre" Coupé, je ne dirais que ces quelques mots: Elen síla lúmenn' omentielvo.

Je voudrais maintenant remercier toutes celles et tous ceux que j'ai pu oublier dans les pages précédentes (je pense qu'ils se reconnaîtront), qu'ils sachent que cette omission était bien involontaire de ma part et qu'ils ne m'en tiennent pas rigueur.

Je terminerais ce prologue en m'adressant à tous les membres de ma famille et tous les amis que j'ai pu délaissier au cours de ces trois années de thèse. J'espère qu'ils comprennent mieux à présent, en constatant l'ampleur du travail exposé dans ce mémoire, les raisons de mon absence.

Jérôme Robin

Table des matières

Remerciements	7
Table des figures	15
Liste des tableaux	25
Introduction	29
1 LE NOYAU EN ROTATION DANS TOUS SES ÉTATS	35
1.1 Modélisation	35
1.1.1 Historique	35
1.1.2 Paramétrisation de la surface nucléaire	36
1.1.3 Modèle de Nilsson	39
1.1.4 Approximation de Cranking	40
1.1.4.1 Equation de Schrödinger dans le référentiel tournant	40
1.1.4.2 Symétrie de l'hamiltonien de Cranking	41
1.1.5 Méthode Hartree-Fock	42
1.1.6 Théorie du champ moyen	43
1.1.6.1 Champ moyen non relativiste	44
1.1.6.2 Champ moyen relativiste (formalisme de Dirac) .	49
1.2 Superdéformation	55
1.2.1 Découverte	55
1.2.2 Mode de production	56
1.2.2.1 Fusion d'ions lourds	56
1.2.2.2 Moment angulaire transféré	57
1.2.2.3 Mécanisme de peuplement	58
1.2.2.4 Désexcitation du noyau composé	59
1.3 Propriétés des bandes de rotation	61
1.3.1 Caractéristiques des spectres en énergie	61
1.3.2 Moment d'inertie	61
1.3.3 Appariement et force de Coriolis	62
1.3.4 Identité entre bandes superdéformées	63
1.3.5 Configurations nucléoniques des bandes superdéformées . .	65

TABLE DES MATIÈRES

1.3.5.1	Calcul théorique de l'alignement effectif	68
1.3.5.2	Alignement effectif expérimental	68
1.3.5.3	Alignement incrémental	69
1.4	Désexcitation des bandes superdéformées	71
1.4.1	Modèles théoriques	71
1.4.2	Spin d'entrée dans les états normalement déformés	74
1.4.3	Spin de décroissance des bandes superdéformées	74
2	EXPLORATION DE LA CHARTE SUPERDÉFORMÉE	77
2.1	Spécificités de chaque région de masse	77
2.1.1	Région de masse $A \sim 150$	78
2.1.2	Région de masse $A \sim 190$	78
2.1.3	Région de masse $A \sim 130$	79
2.1.4	Région de masse $A \sim 80$	79
2.1.5	Région de masse $A \sim 160$	80
2.1.6	Région de masse $A < 80$	80
2.2	Présentation du noyau de Terbium 151	81
2.2.1	Structure normalement déformée	82
2.2.2	Structure superdéformée	82
2.3	Présentation du noyau de Dysprosium 152	90
2.3.1	Structures sphériques et normalement déformées	90
2.3.2	Structures superdéformées	92
3	DE L'ACQUISITION AU TRAITEMENT DES DONNÉES	97
3.1	Détection des événements gamma	97
3.1.1	interaction rayonnement-matière	98
3.1.2	Semi-conducteur (GeHP) et scintillateur BGO	100
3.1.3	Effet Doppler	104
3.2	Les multidétecteurs	106
3.2.1	Caractéristiques générales	106
3.2.2	EUROBALL IV	108
3.2.2.1	Description et performances	108
3.2.2.2	Electronique et système d'acquisition	114
3.3	Conditions expérimentales	116
3.3.1	Expérience réalisée en 1999	116
3.3.2	Expérience réalisée en 2001	116
3.4	Pré-traitement et pré-analyse	118
3.4.1	Calibration en énergie des détecteurs	118
3.4.2	Reconstruction de la multiplicité	121
3.4.3	Sélection des événements en temps	122
3.5	Techniques d'analyse	124
3.5.1	"List Mode" et Database	124
3.5.2	Sélection en énergie	125

TABLE DES MATIÈRES

3.5.3	Etude de l'influence de la sélection en multiplicité	130
3.5.4	Soustraction de fond	132
4	RÉSULTATS D'ANALYSE ET DISCUSSION	139
4.1	Spectroscopie du puits superdéformé	139
4.1.1	Terbium 150 : un cas délicat de bifurcations $\Delta I = 4$	140
4.1.2	Terbium 151 : un challenger sérieux au titre du "noyau possédant le plus grand nombre de bandes superdéformées découvertes"	142
4.1.2.1	Recherche de nouvelles bandes superdéformées . .	142
4.1.2.2	Structure à haute fréquence de rotation	145
4.1.3	Terbium 152 : à la recherche de la bande yrast superdéformée	158
4.1.3.1	Recherche de nouvelles bandes superdéformées . .	158
4.1.3.2	Extension à haute fréquence de rotation	161
4.2	Etude de la désexcitation de la bande yrast superdéformée du noyau de Terbium 151	163
4.2.1	Recherche de transitions de liaison discrètes	163
4.2.2	Alimentation des états du puits normalement déformé par la bande yrast superdéformée	175
4.3	Coexistence de formes dans le noyau de Terbium 151	179
4.3.1	Bandes rotationnelles normalement déformées	179
4.3.2	Etude systématique dans la région de masse $A \sim 150$. . .	182
	Conclusion	189
	Bibliographie	195

Table des figures

1.1	<i>Différentes formes accessibles au noyau.</i>	37
1.2	<i>Symétries et formes nucléaires dans le repère β, γ.</i>	38
1.3	<i>Schéma de principe du “triangle magique”. Dans la région de masse $A \sim 150$, le croisement des lignes yrast superdéformée (SD) et normalement déformée (ND) est estimé intervenir entre 50 et 55\hbar.</i>	58
1.4	<i>Représentation schématique des étapes de la désexcitation du noyau composé.</i>	60
1.5	<i>Représentation de valeurs particulières de κ reliant des bandes couplées.</i>	64
1.6	<i>Energies individuelles proton proches de la surface de Fermi dans le noyau ^{152}Dy en utilisant les paramètres de déformation $\beta_2 = 0.60$ et $\beta_4 = 0.12$. Les traits pleins représentent les orbitales avec $(\pi, \alpha) = (+, +1/2)$, les traits en pointillés celles avec $(\pi, \alpha) = (+, -1/2)$, les traits en pointillés-tirets celles avec $(\pi, \alpha) = (-, +1/2)$, les traits en tirets celles avec $(\pi, \alpha) = (-, -1/2)$.</i>	66
1.7	<i>Energies individuelles neutron proches de la surface de Fermi dans le noyau ^{152}Dy en utilisant les paramètres de déformation $\beta_2 = 0.60$ et $\beta_4 = 0.12$. Les traits pleins représentent les orbitales avec $(\pi, \alpha) = (+, +1/2)$, les traits en pointillés celles avec $(\pi, \alpha) = (+, -1/2)$, les traits en pointillés-tirets celles avec $(\pi, \alpha) = (-, +1/2)$, les traits en tirets celles avec $(\pi, \alpha) = (-, -1/2)$.</i>	67
1.8	<i>Relation entre alignement incrémental et effectif.</i>	70
1.9	<i>Représentation schématique de la désexcitation du puits superdéformé vers les états normalement déformés.</i>	72
2.1	<i>Comparaison des moments d’inertie dynamiques de la bande yrast superdéformée du noyau ^{152}Dy et des bandes superdéformées partenaires en signature 1 et 3 du noyau ^{151}Tb. Evolution du moment d’inertie dynamique en fonction des configurations $\pi 6^4$ (bande yrast du noyau ^{152}Dy), $\pi 6^3$ (bande yrast du noyau ^{151}Tb) et $\pi 6^4([651]3/2)^{-1}$ (bande 3 du noyau ^{151}Tb).</i>	83
2.2	<i>Schéma de niveaux du noyau ^{151}Tb [Bec97]. Détail des différents états normalement déformés alimentés par les bandes superdéformées yrast SD1, SD2 et SD3.</i>	86

TABLE DES FIGURES

2.3	<i>Comparaison des moments d'inertie dynamiques de la bande yrast superdéformée du noyau ^{152}Dy et des bandes superdéformées partenaires en signature 2 et 4 du noyau ^{151}Tb.</i>	87
2.4	<i>Comparaison des moments d'inertie dynamiques de la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb et des bandes superdéformées partenaires en signature 5 et 6 du noyau ^{151}Tb.</i>	88
2.5	<i>Comparaison des moments d'inertie dynamiques de la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb et des bandes superdéformées partenaires en signature 7 et 8 du noyau ^{151}Tb.</i>	89
2.6	<i>Bandes triaxiales normalement déformées du noyau ^{152}Dy [Smi00].</i>	91
2.7	<i>Transitions de liaison entre la bande yrast superdéformée et le puits normalement déformé dans le noyau ^{152}Dy [Lau02].</i>	92
2.8	<i>Détail du schéma de niveaux du noyau ^{152}Dy montrant la partie basse de la bande yrast superdéformée et les états normalement déformés principalement alimentés par sa désexcitation [Lau02].</i>	93
3.1	<i>Schéma des différents principes d'interaction gamma - matière.</i>	98
3.2	<i>Coefficients d'absorption des différents mécanismes d'interaction rayonnement-matière pour les matériaux semi-conducteurs Germanium et Silicium.</i>	99
3.3	<i>Définition des angles de l'ensemble faisceau - noyau de recul - détecteur.</i>	104
3.4	<i>a) Vue d'ensemble d'EUROGAM I. b) Schéma d'un détecteur tronconique de la phase I muni de son système anti-Compton. c) Géométrie des cristaux BGO du système anti-Compton.</i>	108
3.5	<i>Vue d'ensemble d'EUROGAM II. Vue stylisée d'un détecteur clover et détail des quatre cristaux le composant.</i>	109
3.6	<i>Vue d'ensemble du détecteur cluster muni de son système anti-Compton et détail d'une des sept capsules le composant.</i>	110
3.7	<i>Vue artistique d'EUROBALL III. En rouge, bleu et gris sont représentés respectivement les détecteurs tronconiques, clover et cluster. Le faisceau pénètre dans le multidétecteur par la droite.</i>	111
3.8	<i>Photographie de la boule interne BGO du multidétecteur EUROBALL IV.</i>	113
3.9	<i>Spectres de la bande A normalement déformée du noyau ^{151}Tb en fold 4 extraits des données 1995 EUROGAM II (en haut) et 1999 EUROBALL IV (en bas)(à gauche). Spectres de la bande superdéformée yrast du noyau ^{151}Tb en fold 4 extraits des données 1995 EUROGAM II (en haut) et 1999 EUROBALL IV (en bas)(à droite).</i>	117

3.10	<i>Contrôle de la qualité à haute énergie de la calibration en source effectuée entre 100 keV et 3.45 MeV. Comparaison de l'alignement du pic de 6.13 MeV émis par l'élément ^{16}O pour les trois types de détecteurs Germanium de EUROBALL IV.</i>	119
3.11	<i>Distributions de la multiplicité totale mesurée dans la réaction $^{130}\text{Te}(^{27}\text{Al},6n)^{151}\text{Tb}$ à 155 MeV avant (figure du haut) et après (figure du bas) correction.</i>	121
3.12	<i>Distributions de multiplicité des différentes voies d'évaporation pour l'expérience effectuée en 1999 (à gauche) et pour l'expérience réalisée en 2001 (à droite).</i>	122
3.13	<i>Spectre temps somme des détecteurs clover (à gauche). Spectres gamma respectifs aux différentes zones sélectionnées dans le spectre temps somme des détecteurs clover (à droite). Zone 1 \rightarrow basse énergie et pics gamma dûs aux excitations neutrons dans le Ge, Zone 2 \rightarrow physique d'intérêt, Zone 3 \rightarrow radioactivité, rayons X.</i>	123
3.14	<i>Spectres de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb en fold 4 sans (figure du haut) et avec (figure du bas) l'application d'une fenêtre de sélection en temps (Zone 2).</i>	123
3.15	<i>Intégrale de la distribution gaussienne. La zone délimitée représente l'aire calculée entre $x = \pm z \sigma$ (à gauche). Définition de la largeur à mi-hauteur FWHM et de la déviation standard σ pour une distribution gaussienne (avec $\text{FWHM} = 2.35482\sigma$) (à droite).</i>	125
3.16	<i>Exemple d'aire intégrée pour z égal à une, deux ou trois déviations standards.</i>	126
3.17	<i>Evolution du spectre triplement conditionné de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb pour des fenêtres de sélection en énergie de largeurs croissantes données en multiple de déviations standards.</i>	127
3.18	<i>Comparaison des spectres de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb en fold 4 (figure du bas) et en fold 3 avec un seuil de 30 sur la multiplicité (figure du haut).</i>	130
3.19	<i>Distribution des multiplicités pour les puits superdéformé (SD) et normalement déformé (ND) du noyau ^{151}Tb. (La statistique des distributions n'est pas représentative, mais a été ajustée de manière à rendre le graphique plus lisible)</i>	131
3.20	<i>Spectres de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb en fold 4 (3g) obtenus après soustraction d'un spectre fond de fold inférieur (fold 2 (1g) ou fold 3 (2g)) ou du spectre de projection totale (prjtot) (à gauche). Spectres de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb en fold 4 (3g) obtenus après soustraction des nouveaux spectres fond générés par la différence des spectres créés par des fenêtres de sélection en énergie larges et fines de même fold (fold 2 (1gBGcl), fold 3 (2gBGcl) ou fold 4 (3gBGcl)) (à droite).</i>	133

TABLE DES FIGURES

3.21	Détail de la zone d'alimentation de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb en fold 4 pour les différents types de soustraction. Le spectre obtenu avec la soustraction de type 3gBGcl est la seule permettant l'observation d'une nouvelle transition à 1642 keV. . .	134
3.22	Spectre de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb en fold 4 sans soustraction de fond pour une sélection de fenêtres en énergie de faible largeur (2 keV).	135
4.1	Spectre de la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb obtenu en coïncidences quadruples (à gauche). Tableau détaillant les énergies mesurées en 1999 et 2001 des transitions de la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb et celles des bandes yrast superdéformées et première excitée du noyau ^{149}Tb d'après la référence [Kha98] (à droite).	141
4.2	Comparaison du moment d'inertie dynamique de la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb extrait des données d'expériences réalisées en 1999 (cercles vides) et 2001 (cercles pleins) auprès de EUROBALL IV.	142
4.3	Spectres des nouvelles bandes superdéformées 9 et 10 du noyau ^{151}Tb obtenus en coïncidences triples. Les intensités indiquées sont relatives à celle de la bande yrast (à gauche). Tableau résumant les énergies des transitions des bandes superdéformées 9 et 10 du noyau ^{151}Tb (à droite).	143
4.4	Moment d'inertie dynamique des bandes superdéformées 9 et 10 du noyau ^{151}Tb et de la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb (à gauche). Alignement incrémental des bandes superdéformées 9 et 10 du noyau ^{151}Tb par rapport à la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb (à droite).	143
4.5	Spectres des bandes superdéformées du noyau ^{151}Tb obtenus en coïncidences quadruples. Les bandes partenaires en signature sont représentées dans la même couleur. Les intensités indiquées sont relatives à celle de la bande yrast.	144
4.6	Détail du spectre des bandes superdéformées 1 et 3 du noyau ^{151}Tb à haute fréquence de rotation.	146
4.7	Détail du spectre des bandes superdéformées 2 et 4 du noyau ^{151}Tb à haute fréquence de rotation.	146
4.8	Détail du spectre des bandes superdéformées 5 et 6 du noyau ^{151}Tb à haute fréquence de rotation.	147
4.9	Détail du spectre des bandes superdéformées 7 et 8 du noyau ^{151}Tb à haute fréquence de rotation.	147

4.10	<i>Moments d'inertie dynamiques des bandes superdéformées du noyau ^{151}Tb basées sur une excitation proton (à gauche). Moments d'inertie dynamiques des bandes superdéformées du noyau ^{151}Tb basées sur une excitation neutron (à droite).</i>	148
4.11	<i>Moments d'inertie dynamiques des bandes yrast superdéformées des noyaux ^{152}Dy (à gauche) et ^{151}Tb (à droite). Les points noirs représentent les valeurs expérimentales, les triangles bleus les valeurs calculées par un champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé sans "pairing" et le trait rouge les valeurs corrigées d'un facteur 0.9 pour reproduire l'effet du "pairing".</i>	149
4.12	<i>Moment d'inertie dynamique des bandes superdéformées 2, 3 et 4 du noyau ^{151}Tb et de la bande yrast superdéformée du noyau ^{152}Dy (à gauche). Alignement incrémental des bandes superdéformées 2, 3 et 4 du noyau ^{151}Tb par rapport à la bande yrast superdéformée du noyau ^{152}Dy (à droite).</i>	149
4.13	<i>Moments d'inertie dynamiques des bandes superdéformées 2 et 3 du noyau ^{151}Tb. Les points noirs représentent les valeurs expérimentales et le trait rouge les valeurs calculées par un champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé et corrigées d'un facteur 0.9 pour reproduire l'effet du "pairing".</i>	150
4.14	<i>Moments d'inertie dynamiques de la bande superdéformée 4 du noyau ^{151}Tb. Les points noirs représentent les valeurs expérimentales et le trait rouge les valeurs calculées par un champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé et corrigées d'un facteur 0.9 pour reproduire l'effet du "pairing".</i>	151
4.15	<i>Energies individuelles protons proches de la surface de Fermi dans le noyau ^{151}Tb en utilisant les paramètres de déformation $\beta_2 = 0.61$ et $\beta_4 = 0.11$. Les traits pleins représentent les orbitales avec $(\pi, \alpha) = (+, +1/2)$, les traits en pointillés celles avec $(\pi, \alpha) = (+, -1/2)$, les traits en pointillés-tirets celles avec $(\pi, \alpha) = (-, +1/2)$, les traits en tirets celles avec $(\pi, \alpha) = (-, -1/2)$.</i>	152
4.16	<i>Energies individuelles neutron proches de la surface de Fermi dans le noyau ^{151}Tb en utilisant les paramètres de déformation $\beta_2 = 0.61$ et $\beta_4 = 0.11$. Les traits pleins représentent les orbitales avec $(\pi, \alpha) = (+, +1/2)$, les traits en pointillés celles avec $(\pi, \alpha) = (+, -1/2)$, les traits en pointillés-tirets celles avec $(\pi, \alpha) = (-, +1/2)$, les traits en tirets celles avec $(\pi, \alpha) = (-, -1/2)$.</i>	153
4.17	<i>Moment d'inertie dynamique des bandes superdéformées 5 et 6 du noyau ^{151}Tb et de la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb (à gauche). Alignement incrémental des bandes superdéformées 5 et 6 du noyau ^{151}Tb par rapport à la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb (à droite).</i>	153

TABLE DES FIGURES

4.18	<i>Moments d'inertie dynamiques des bandes superdéformées 5 et 6 du noyau ^{151}Tb. Les points noirs représentent les valeurs expérimentales et le trait rouge les valeurs calculées par un champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé et corrigées d'un facteur 0.9 pour reproduire l'effet du "pairing".</i>	154
4.19	<i>Moment d'inertie dynamique des bandes superdéformées 7 et 8 du noyau ^{151}Tb et de la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb (à gauche). Alignement incrémental des bandes superdéformées 7 et 8 du noyau ^{151}Tb par rapport à la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb (à droite).</i>	155
4.20	<i>Moments d'inertie dynamiques des bandes superdéformées 7 et 8 du noyau ^{151}Tb. Les points noirs représentent les valeurs expérimentales et le trait rouge les valeurs calculées par un champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé et corrigées d'un facteur 0.9 pour reproduire l'effet du "pairing".</i>	155
4.21	<i>Moments d'inertie dynamiques des bandes superdéformées 7 et 8 du noyau ^{151}Tb. Les points noirs représentent les valeurs expérimentales et le trait rouge les valeurs calculées par un champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé et corrigées d'un facteur 0.9 pour reproduire l'effet du "pairing".</i>	156
4.22	<i>Energies individuelles neutron proches de la surface de Fermi dans le noyau ^{151}Tb en utilisant les paramètres de déformation $\beta_2 = 0.59$ et $\beta_4 = 0.10$. Les traits pleins représentent les orbitales avec $(\pi, \alpha) = (+, +1/2)$, les traits en pointillés celles avec $(\pi, \alpha) = (+, -1/2)$, les traits en pointillés-tirets celles avec $(\pi, \alpha) = (-, +1/2)$, les traits en tirets celles avec $(\pi, \alpha) = (-, -1/2)$.</i>	157
4.23	<i>Spectres des nouvelles bandes superdéformées 1, 2 et 3 du noyau ^{152}Tb obtenus en coïncidences triples. Les intensités indiquées sont relatives à celle de la bande 1 (à gauche). Tableau résumant les énergies des transitions des bandes superdéformées 1, 2 et 3 du noyau ^{152}Tb. Les intensités indiquées sont estimées par rapport à la population de la voie $5n$ (à droite).</i>	158
4.24	<i>Moment d'inertie dynamique des bandes yrast superdéformées des noyaux $^{152,153}\text{Dy}$ (à gauche). Moment d'inertie dynamique des bandes superdéformées 1 et 2 du noyau ^{152}Tb et des bandes superdéformées yrast des noyaux $^{150,151}\text{Tb}$ (à droite).</i>	159
4.25	<i>Alignement incrémental de la bande yrast superdéformée du noyau ^{153}Dy par rapport à la bande yrast superdéformée du noyau ^{152}Dy (à gauche). Alignement incrémental des bandes superdéformées 1 et 2 du noyau ^{152}Tb par rapport à la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb (à droite).</i>	159

TABLE DES FIGURES

4.26	<i>Moments d'inertie dynamiques de la bande yrast superdéformées du noyau ^{152}Tb. Les points noirs représentent les valeurs expérimentales et le trait rouge les valeurs calculées par un champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé et corrigées d'un facteur 0.9 pour reproduire l'effet du "pairing".</i>	160
4.27	<i>Moments d'inertie dynamiques des bandes superdéformées 2 et 3 du noyau ^{152}Tb. Les points noirs représentent les valeurs expérimentales et le trait rouge les valeurs calculées par un champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé et corrigées d'un facteur 0.9 pour reproduire l'effet du "pairing".</i>	161
4.28	<i>Spectres des bandes superdéformées 4 et 5 du noyau ^{152}Tb obtenus en coïncidences quadruples. Les intensités indiquées sont relatives à celle de la bande 1 (à gauche). Tableau résumant les énergies des transitions des bandes superdéformées 4 et 5 du noyau ^{152}Tb. Les intensités indiquées sont estimées par rapport à la population de la voie 5n. Les valeurs en rouge indiquent les nouvelles transitions, tandis que la précision de celles en bleu a été améliorée d'au moins 1 keV (à droite).</i>	162
4.29	<i>Moment d'inertie dynamique des bandes superdéformées 4 et 5 du noyau ^{152}Tb et de la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb (à gauche). Alignement incrémental des bandes superdéformées 4 et 5 du noyau ^{152}Tb par rapport à la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb (à droite).</i>	162
4.30	<i>Moments d'inertie dynamiques des bandes superdéformées 4 et 5 du noyau ^{152}Tb. Les points noirs représentent les valeurs expérimentales et le trait rouge les valeurs calculées par un champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé et corrigées d'un facteur 0.9 pour reproduire l'effet du "pairing".</i>	163
4.31	<i>Région de haute énergie des spectres de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb obtenus en coïncidences triples (à gauche) et doubles (à droite) après différentes soustractions de fond et une contraction à 1 keV par canal.</i>	164
4.32	<i>Comparaison de la région de haute énergie des spectres de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb obtenus en coïncidences triples à partir des données des expériences 1999 et 2001.</i>	165
4.33	<i>Région de haute énergie des spectres de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb obtenus pour les transitions de liaison 2818 keV (à gauche) et 3748 keV (à droite) en coïncidences doubles après différentes soustractions de fond et une contraction à 2 keV par canal.</i>	166

TABLE DES FIGURES

4.34	<i>Région de haute énergie des spectres de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb obtenus pour les transitions de liaison 2818 keV (à gauche) et 3748 keV (à droite) en coïncidences doubles après différentes soustractions de fond et une contraction à 4 keV par canal.</i>	166
4.35	<i>Région de haute énergie du spectre de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb obtenus en coïncidences triples à partir des données de la voie 20 MeV.</i>	167
4.36	<i>Région de haute énergie des spectres de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb obtenus en coïncidences doubles (en haut) et triples (en bas) avant soustraction de fond pour les transitions de liaison 2818 keV (à gauche) et 3748 keV (à droite).</i>	168
4.37	<i>Spectres obtenus en requérant une coïncidence entre la bande yrast superdéformée doublement conditionnée et la transition de liaison 2818 keV (en bas) ou une coïncidence entre la bande yrast superdéformée doublement conditionnée et le fond à côté de cette transition (en haut)(à gauche). Spectres obtenus en requérant une coïncidence entre la bande yrast superdéformée doublement conditionnée et la transition de liaison 3748 keV (en bas) ou une coïncidence entre la bande yrast superdéformée doublement conditionnée et le fond à côté de cette transition (en haut)(à droite). Les points indiquent la position des pics superdéformés et les flèches certains pics moins visibles.</i>	169
4.38	<i>Spectres obtenus en requérant successivement une coïncidence entre la bande yrast superdéformée doublement conditionnée et les transitions de liaison 2818 keV (en haut) et 3748 keV (en bas) après soustraction de fond.</i>	170
4.39	<i>Région de haute énergie des spectres de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb obtenus en coïncidences triples à partir des données collectées uniquement par les couronnes de détecteurs clover (en bas) et cluster (en haut).</i>	171
4.40	<i>Représentation schématique de l'assignation du spin des états superdéformés composant les bandes yrast superdéformées des noyaux ^{152}Dy et ^{151}Tb, et de la première bande superdéformée excitée du noyau ^{151}Tb.</i>	173
4.41	<i>Région de haute énergie des spectres de la première bande excitée superdéformée du noyau ^{151}Tb obtenus en coïncidences triples après une contraction à 1, 2 ou 4 keV par canal.</i>	175
4.42	<i>Spectres obtenus en requérant successivement une coïncidence entre la bande yrast superdéformée triplement conditionnée et les transitions 854 keV (en haut), 811 keV (au milieu) et 768 keV (en bas).</i>	176

4.43	<i>Spectres obtenus en requérant une coïncidence entre la bande yrast superdéformée et la transition 428 keV (en haut) et une coïncidence entre la bande yrast superdéformée et la transition 206 keV (en bas)(à gauche). Spectres obtenus en requérant une coïncidence entre la bande yrast superdéformée et la transition 660 keV (en haut) et une coïncidence entre la bande yrast superdéformée et la transition 920 keV (en bas)(à droite).</i>	177
4.44	<i>Spectres obtenus en requérant une coïncidence entre la bande yrast superdéformée et la transition 322 keV (en haut) et une coïncidence entre la bande yrast superdéformée et la transition 466 keV (en bas).</i>	177
4.45	<i>Détail du schéma de niveaux du noyau ^{151}Tb à moyen spin.</i>	178
4.46	<i>Spectres des bandes rotationnelles normalement déformées du noyau ^{151}Tb obtenus en coïncidences triples (à gauche). Tableau résumant les énergies des transitions des bandes rotationnelles normalement déformées du noyau ^{151}Tb. Les intensités indiquées sont estimées par rapport à la population de la voie 6n (à droite).</i>	180
4.47	<i>Région basse (à gauche) et moyenne (à droite) énergie des spectres des bandes rotationnelles normalement déformées du noyau ^{151}Tb obtenus en coïncidences triples. Les flèches indiquent la présence ou l'absence des transitions du puits normalement déformé oblate en coïncidence avec les bandes rotationnelles normalement déformées. Les points indiquent les transitions d'énergies non connues dans le schéma de niveaux du noyau ^{151}Tb.</i>	181
4.48	<i>Détail du schéma de niveaux du noyau ^{151}Tb où sont indiqués les points d'entrée des bandes rotationnelles normalement déformées.</i>	182
4.49	<i>Moment d'inertie dynamique des bandes rotationnelles normalement déformées A et B du noyau ^{151}Tb et de la bande rotationnelle normalement déformée A du noyau ^{152}Dy.</i>	183
4.50	<i>Routhians de particules individuelles calculés pour les protons proches de la surface de Fermi dans le noyau ^{152}Dy en utilisant un potentiel Woods-Saxon universel et les paramètres de déformation $\beta_2 = 0.30$, $\beta_4 = 0.004$ et $\gamma = 18^\circ$. Les traits pleins représentent les orbitales avec $(\pi, \alpha) = (+, +1/2)$, les traits en pointillés celles avec $(\pi, \alpha) = (+, -1/2)$, les traits en pointillés-tirets celles avec $(\pi, \alpha) = (-, +1/2)$, les traits en tirets celles avec $(\pi, \alpha) = (-, -1/2)$.</i>	184
4.51	<i>Moment d'inertie dynamique des bandes rotationnelles normalement déformées C des noyaux ^{151}Tb et ^{152}Dy, et de la bande rotationnelle A du noyau ^{153}Dy.</i>	184

4.52 *Routhians de particules individuelles calculés pour les neutrons proches de la surface de Fermi dans le noyau ^{152}Dy . (a) Evolution des orbitales neutron en fonction de la déformation quadrupolaire β_2 et de la triaxialité γ . (b) Effet de la rotation ω pour une déformation $\beta_2 = 0.30$ et $\gamma = 30^\circ$. Les traits pleins représentent les orbitales avec $(\pi, \alpha) = (+, +1/2)$, les traits en pointillés celles avec $(\pi, \alpha) = (+, -1/2)$, les traits en pointillés-tirets celles avec $(\pi, \alpha) = (-, +1/2)$, les traits en tirets celles avec $(\pi, \alpha) = (-, -1/2)$.* 185

Liste des tableaux

1.1	<i>Lien entre κ et l'alignement incrémental pour des bandes identiques.</i>	69
2.1	<i>Répartition en intensité de la désexcitation de la bande yrast superdéformée sur les états du puits normalement déformé du noyau ^{151}Tb.</i>	84
2.2	<i>Répartition de l'intensité dans les états du puits normalement déformé alimentés par les bandes superdéformées 2 et 3 du noyau ^{151}Tb.</i>	85
2.3	<i>Configurations théoriques des huit bandes superdéformées du noyau ^{151}Tb et valeurs des spins de sortie prédites à l'aide de la méthode Hartree-Fock avec une force SkM* et sans pairing. La valeur du spin de sortie correspond aux états alimentés par la dernière transition mesurée et identifiée dans la dernière colonne.</i>	89
3.1	<i>Grandeurs calculées de l'aire de la distribution gaussienne, du rapport pic sur fond P/z et du facteur de qualité F_q pour des valeurs de z croissantes.</i>	126
3.2	<i>Grandeurs mesurées expérimentalement de l'aire, du rapport pic sur fond P/z et du facteur de qualité F_q pour la transition 1278 keV de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb.</i>	128
3.3	<i>Grandeurs estimées de l'aire, du rapport pic sur fond P/z et du facteur de qualité F_q pour une transition de liaison de 3 MeV ayant une intensité de 1% par rapport au plateau de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb.</i>	129
3.4	<i>Grandeurs mesurées expérimentalement de l'aire, du rapport pic sur fond P/z et du facteur de qualité F_q pour la transition 1278 keV de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb en fold 4 pour des valeurs croissantes du seuil sur la multiplicité.</i>	131
3.5	<i>Grandeurs mesurées expérimentalement de l'aire, du rapport pic sur fond P/z et du facteur de qualité F_q pour la transition 1278 keV de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb en fold 4 pour les différents types de soustraction.</i>	133

4.1	<i>Bandes superdéformées du noyau ^{151}Tb. Les intensités indiquées sont relatives à celle de la bande yrast. Les valeurs en rouge indiquent les nouvelles transitions, tandis que la mesure (énergie et précision) de celles en bleu a été améliorée d'au moins 1 keV. . .</i>	145
4.2	<i>Configurations théoriques des huit bandes superdéformées du noyau ^{151}Tb prédites à l'aide de calculs du champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé.</i>	157

“Avant on faisait une thèse d’état,
maintenant on fait des tas de thèses.”

INTRODUCTION

Introduction

Le principe de la théorie atomiste grecque défendue par Leucippe et Démocrite autour de 460 avant J.-C. était basé sur l'existence de deux choses : les atomes et le vide ; ainsi, le monde est composé de blocs de matière dans un océan de vide total. Bien que cette théorie fut brillante sur le plan intellectuel, elle n'occupa qu'une place éphémère dans le grand courant de la science grecque. Si les atomes de Démocrite font partie intégrante du long exposé poétique, le *De natura rerum* (De la nature des choses), du Romain Lucrèce (Titus Lucretius Carus), écrit au I^{er} siècle avant J.-C., c'est néanmoins dans la doctrine philosophique d'Épicure que la théorie atomiste demeura enfouie, et finalement ensevelie. Il faut alors attendre le XIX^{ème} siècle pour que les fondements de la théorie atomique moderne soient jetés, basés sur des mesures soigneuses et sur une analyse chimique précise. Ce n'est qu'au début du XX^{ème} siècle après la découverte des différentes particules constituant le noyau que les premiers modèles atomiques sont établis. Ces trente dernières années des modèles ont été développés afin de reproduire les caractéristiques particulières des noyaux en rotation rapide. Ces noyaux soumis aux forces résultant de la rotation subissent un changement de forme, affectant simultanément leur moment d'inertie et leur structure interne suivant l'occupation par les nucléons d'orbitales très spécifiques. Le cas le plus spectaculaire observé à ce jour est le phénomène de superdéformation, où un noyau se retrouve piégé dans un deuxième puits de potentiel "métastable" associé à une forme ellipsoïdale très allongée correspondant à un rapport d'axes proche de $\sqrt{\pi}$ sur 1.

Dans le premier chapitre de ce mémoire seront résumées les différentes étapes historiques du développement des modèles théoriques utilisés actuellement ainsi que celles de la découverte de la superdéformation. Nous détaillerons plus particulièrement certains modèles essentiels à la compréhension des résultats contenus dans ce travail ainsi que les propriétés et grandeurs remarquables des bandes rotationnelles superdéformées. Dans une deuxième partie nous illustrerons le phénomène de superdéformation par les caractéristiques spécifiques de chaque région de masse où elle a été observée. Nous terminerons cette partie par la présentation de l'état des connaissances du noyau ^{151}Tb avant le début de mon étude, ainsi que celui actualisé du noyau voisin ^{152}Dy .

INTRODUCTION

Les progrès fulgurants réalisés au cours du siècle dernier dans la compréhension et la modélisation des phénomènes atomiques et subatomiques ont presque toujours résulté d'innovations dans le domaine des techniques expérimentales de détection, notamment la détection des rayonnements gamma. L'utilisation de détecteurs semi-conducteurs constitués d'un cristal de Germanium a été une révolution technique dans le domaine de la spectroscopie nucléaire. Ces vingt dernières années l'association et l'augmentation du nombre de détecteurs au sein des dispositifs de mesure a permis au niveau national puis dans des collaborations internationales le développement de multidétecteurs gamma. Ces multidétecteurs présentent une grande efficacité de détection, un bon rapport Pic sur Total ainsi qu'une excellente résolution en énergie. Ces qualités sont essentielles afin de permettre l'observation de phénomènes rares au sein du noyau, telles les bandes rotationnelles super- et normalement déformées faiblement peuplées ou les transitions de liaison discrètes (dans les deux sens du terme) entre les puits super- et normalement déformés, ainsi que pour fixer avec précision l'énergie de ces structures. La somme considérable de données collectées lors d'une expérience réalisée auprès d'un tel appareillage requiert des méthodes de stockage et de traitement adaptées. Il est crucial de disposer d'outils puissants et rapides pour effectuer les tris conditionnés des événements afin d'exploiter au mieux les données de haute multiplicité fournies par ce type de multidétecteur gamma.

Le troisième chapitre de ce manuscrit sera donc consacré au principe de détection des rayonnements gamma ainsi qu'à la caractérisation du multidétecteur européen EUROBALL IV utilisé lors de l'expérience réalisée en 2001 à l'Institut de Recherches Subatomiques de Strasbourg dans le cadre de ma thèse. Nous aborderons également les divers traitements à effectuer avant l'analyse des données et présenterons les techniques d'analyse que nous avons testées.

Depuis la découverte en 1986 de la première bande superdéformée dans le noyau ^{152}Dy , le phénomène de superdéformation a été maintes fois mis en évidence dans des régions de masse aussi diverses que celles allant de $A \sim 30$ à $A \sim 190$. Cependant, pour la majeure partie de ces bandes et principalement dans la région de masse $A \sim 150$, l'énergie d'excitation et le moment angulaire des états superdéformés les composant ne sont pas fixés. De telles informations imposeraient de fortes contraintes au modèle théorique tout particulièrement si elles étaient accessibles pour des bandes superdéformées jumelles appartenant à deux noyaux voisins.

INTRODUCTION

Le sujet principal de ma thèse consiste en la recherche et l'étude de transitions de liaison entre les puits de potentiel superdéformé et normalement déformé dans le noyau ^{151}Tb . Celui-ci est un noyau clé puisque ses deux premières bandes superdéformées, la bande yrast et la première bande excitée, sont intenses, 2% et 1% respectivement de l'intensité de la voie d'évaporation; en outre la première bande excitée est la bande jumelle de la bande yrast du ^{152}Dy , noyau où les effets de couche, affectant simultanément les spectres en énergies individuelles proton ($Z = 66$) et neutron ($N = 86$), stabilisent fortement la forme superdéformée dans cette région des terres rares.

Le noyau ^{151}Tb présente dans le premier puits de la surface d'énergie totale une structure à particules indépendantes liée à une forme quasi-sphérique évoluant vers une forme aplatie. Les prédictions théoriques suggèrent l'existence, dans certains noyaux, d'une coexistence de formes (présence de plusieurs puits à des déformations différentes) peu observée jusqu'à présent dans cette région de masse mais présente dans le noyau ^{152}Dy . Une deuxième partie de mon travail a donc consisté à rechercher des bandes rotationnelles de nature collective à déformation allongée mais modérée coexistant avec la structure à déformation aplatie ainsi que les transitions gamma liant ces deux structures.

Enfin, une spectroscopie poussée du puits superdéformé a été réalisée permettant d'obtenir à la fois, une meilleure précision sur l'énergie des transitions gamma des bandes excitées connues faiblement peuplées et d'observer le comportement des bandes déjà établies jusqu'à des valeurs très élevées de fréquence de rotation, proches de la fission. Cette extension a permis l'étude de l'évolution de leur moment d'inertie dynamique à haute fréquence de rotation à laquelle diverses irrégularités sont attendues. Leur observation et comparaison avec des calculs théoriques basés sur un potentiel de Woods-Saxon déformé ont permis d'accroître notre connaissance sur le spectre des énergies individuelles des protons et neutrons à des valeurs limites de la fréquence de rotation.

Le dernier chapitre de ce document présentera les résultats des diverses analyses effectuées. Nous débiterons par une étude complète du puits superdéformé des isotopes $^{151,152}\text{Tb}$, puis nous nous intéresserons au processus de désexcitation de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb , enfin nous terminerons par une étude systématique du phénomène de coexistence de formes dans la région de masse $A \sim 150$.

- “Tu es en forme?”
- “En forme de quoi?”
- “Oblate ou prolate!?”

LE NOYAU EN ROTATION

DANS

TOUS SES ÉTATS

Chapitre 1

LE NOYAU EN ROTATION DANS TOUS SES ÉTATS

Dans ce chapitre seront présentées les différentes étapes de la découverte et de la modélisation du noyau déformé en rotation. Les éléments théoriques utiles pour l'interprétation des résultats seront également exposés.

1.1 Modélisation

1.1.1 Historique

En 1939, N.Bohr et J.Wheeler [Boh39] donnent des bases théoriques solides au phénomène de fission du noyau, et ce à l'aide d'une extension dynamique du modèle de la goutte liquide développé en 1935 par C.F.V.Weizsäcker [Wei35]. Cependant, l'existence d'effets microscopiques n'était alors pas reproduite. Pour combler cette lacune, M.G.Mayer [May49] [May50] et H.Jensen [Jen49] développent en parallèle le modèle en couches. Celui-ci postule que les nucléons ont un libre parcours moyen important à l'intérieur du noyau et se déplacent donc dans un potentiel moyen. Le potentiel du modèle en couches se compose d'un potentiel central $V(r)$ et d'un potentiel spin-orbite proportionnel au produit $\vec{l} \cdot \vec{s}$:

- le potentiel central $V(r)$, potentiel moyen vu par les nucléons, est paramétrisé en 1954 par R.Woods et D.Saxon [Woo54], sous cette forme :

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp \frac{r-R}{a}} \quad \text{avec} \begin{cases} R & \text{le rayon moyen du noyau} \\ a & \text{le paramètre de diffusivité} \end{cases} \quad (1.1)$$

- le terme spin-orbite trouve son origine dans la nature de l'interaction nucléon-nucléon. Celle-ci ne dépend pas uniquement de la distance entre les nucléons et de leur état de spin mais aussi de leur vitesse relative. L'introduction du potentiel spin-orbite, suggérée par E.Fermi, permet de reproduire avec succès la grande stabilité des noyaux ayant un nombre "magique" de protons ou de neutrons : 2,8,20,28,50,82,126.

Cependant, le modèle en couches sphériques présente une lacune en ne parvenant pas à reproduire le moment quadrupolaire anormalement élevé des noyaux situés entre deux couches magiques. L'existence de noyaux stables déformés est postulée en 1950 par J.Rainwater [Rai50] qui introduit un modèle en couches déformées, où les nucléons se meuvent librement dans un potentiel avec une déformation identique à celle du noyau. Il suggère que le couplage à un cœur sphérique de particules hors des couches magiques, polarise ce cœur et entraîne sa déformation.

A.Bohr propose l'année suivante qu'un mode d'excitation collectif, vibrationnel ou rotationnel, soit associé à la déformation par analogie aux molécules en rotation [Boh51] [Boh52a]. La théorie développée par A.Bohr et B.Mottelson, connue sous le nom de modèle unifié, inclut à la fois l'aspect macroscopique (rotation ou vibration) et le comportement individuel de particules couplées à un cœur pair [Boh53a]. En réexaminant les schémas de niveaux de plusieurs noyaux, et en particulier celui de ^{180}Hf , A.Bohr et B.Mottelson mettent en évidence des structures rotationnelles [Boh53b], validant ainsi leur théorie. Dès 1953 un grand nombre de bandes rotationnelles sont découvertes au moyen de réactions d'excitation coulombienne [Ald66]. En effet, ces états rotationnels sont faciles à peupler grâce à leurs faibles énergies d'excitation et leur probabilité de transition quadrupolaire élevée.

1.1.2 Paramétrisation de la surface nucléaire

Introduite par A.Bohr [Boh52b], cette paramétrisation de la surface nucléaire exprime le fait que les noyaux ne sont pas nécessairement sphériques même dans leur état fondamental. Cette surface est décrite par l'expression suivante :

$$R(\theta, \phi) = R_0 C(\alpha) \left(\sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right) \quad (1.2)$$

$$\text{où } \begin{cases} R_0 & \text{est le rayon de la sphère de même volume que le noyau} \\ C(\alpha) & \text{est une fonction de conservation de volume} \\ \alpha_{\lambda\mu} & \text{sont les paramètres de déformation} \\ Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) & \text{sont les harmoniques sphériques} \end{cases}$$

Le terme $\lambda = 0$ traduit les variations de volume, les termes $\lambda = 1$ décrivent la translation du système, tandis que les termes $\lambda = 2$ correspondent à une déformation quadrupolaire, $\lambda = 3$ à une déformation octupolaire et $\lambda = 4$ à une déformation hexadécapolaire (cf. fig. 1.1).

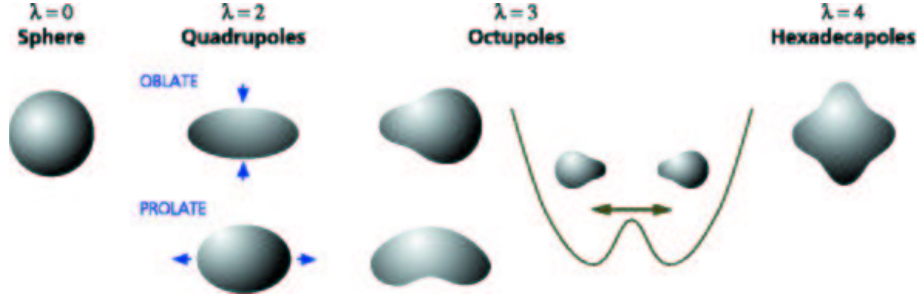


FIG. 1.1 – Différentes formes accessibles au noyau.

Pour se placer dans le référentiel lié au noyau décrit par les angles d'Euler, un changement de variable est effectué :

$$a_\nu = \sum_{\mu=-2}^2 \alpha_\mu \mathcal{D}_{\mu\nu}^2 \quad (1.3)$$

Dans une première approximation, nous décrirons les déformations quadrupolaires et triaxiales en nous limitant aux premiers termes de l'expression (1.2).

Si le référentiel du noyau est celui des axes principaux d'inertie, pour des raisons de symétrie, les coefficients a_ν se réduisent à deux variables indépendantes a_{20} et $a_{22} = a_{2-2}$; a_{21} et a_{2-1} étant nuls. Ces coefficients sont souvent exprimés selon la convention de Hill et Wheeler [Hil53] :

$$\begin{cases} a_{20} &= \beta \cos \gamma \\ a_{22} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma \end{cases} \quad (1.4)$$

où le paramètre β représente l'ampleur de la déformation quadrupolaire nucléaire et γ le degré de non axialité.

L'équation initiale devient alors :

$$R(\theta, \phi) = R_0 C(\alpha) \left[1 + \beta \cos \gamma Y_{20} + \frac{1}{2} \sqrt{2} \beta \sin \gamma (Y_{22} + Y_{2-2}) \right] \quad (1.5)$$

En exprimant les valeurs des harmoniques sphériques, l'équation (1.5) devient :

$$R(\theta, \phi) = R_0 C(\alpha) \left\{ 1 + \beta \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \left(\cos \gamma (3 \cos^2 \theta - 1) + \sqrt{3} \sin \gamma \sin^2 \theta \cos 2\phi \right) \right\} \quad (1.6)$$

Les formes nucléaires peuvent être alors représentées schématiquement dans un plan (β, γ) (cf. fig. 1.2). Les valeurs $\gamma = 0^\circ$, 120° et 240° correspondent aux formes à symétrie axiale allongées ou “prolate” et les valeurs $\gamma = 60^\circ$, 180° , et 300° à celles aplaties ou “oblate”. Pour les autres valeurs de γ , la triaxialité induit une grande diversité de formes possibles pour le noyau (l'octupolarité et l'hexadécapolarité ne pouvant être accessibles que si les harmoniques $Y_{3,\mu}$ et $Y_{4,\mu}$ sont introduites).

Les rayons sur les trois axes sont définis ainsi :

$$\begin{cases} R_1 = R(\frac{\pi}{2}, 0) \\ R_2 = R(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}) \\ R_3 = R(0, 0) \end{cases} \quad (1.7)$$

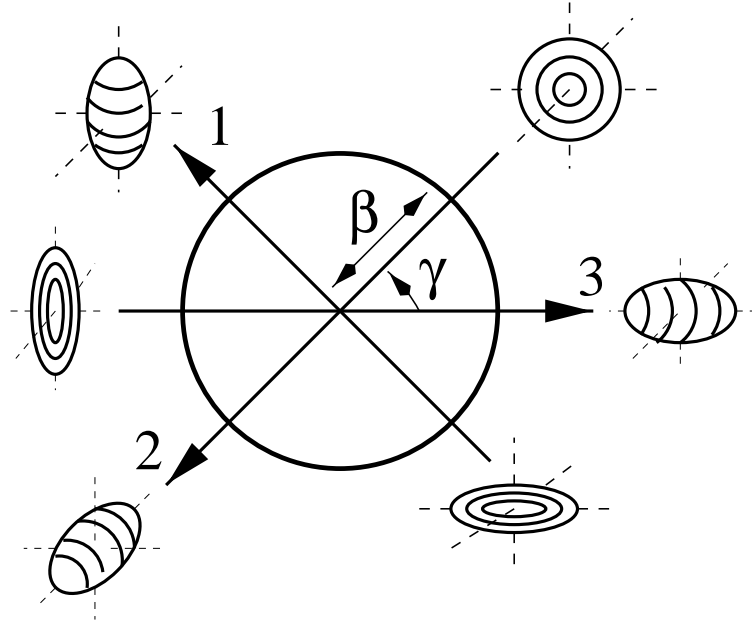


FIG. 1.2 – Symétries et formes nucléaires dans le repère β , γ .

Les incréments δR_κ représentent pour chaque axe κ la différence entre le rayon R_κ et le rayon moyen R_0 :

$$\delta R_\kappa = R_\kappa - R_0 = R_0 \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta \cos(\gamma - \kappa \frac{2\pi}{3}) \quad (1.8)$$

Dans le cas d'une symétrie axiale autour de l'axe 3, c'est à dire pour $\gamma = 0^\circ$, seul les paramètres $\alpha_{\lambda 0}$ ne sont pas nuls, et sont couramment notés β_λ . Il est possible de définir dans ce cas le paramètre de déformation δ :

$$\delta = \frac{2}{3} \frac{(R_3)^2 - (R_\perp)^2}{(R_3)^2 + 2(R_\perp)^2} \quad \text{avec} \quad R_\perp = R_1 = R_2 \quad (1.9)$$

Une relation approximative entre δ et β_2 peut être obtenue :

$$\delta \approx 3 \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \beta_2 \quad (1.10)$$

Le paramètre de déformation ϵ utilisé par S.G.Nilsson peut également être défini :

$$\epsilon \approx \delta + \frac{1}{6} \delta^2 + \dots \in (\delta^3) \quad \text{avec} \quad \dots \in (\delta^3) \lll \delta^3 \quad (1.11)$$

La correspondance entre les paramètres (ϵ, ϵ_4) et les paramètres de déformation (β_2, β_4) est détaillée par T.Johansson et collaborateurs [Joh70].

1.1.3 Modèle de Nilsson

Le modèle en couches déformées développé par S.G.Nilsson [Nil55] permet de reproduire les effets de couches stabilisant les formes déformées. L'expression de son potentiel, également appelé potentiel de l'oscillateur harmonique modifié, s'exprime ainsi :

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + \frac{1}{2m} [\omega_\perp^2 (x^2 + y^2) + \omega_z^2 z^2] + C \vec{l} \vec{s} + D \vec{l}^2 \quad (1.12)$$

Sa particularité réside dans le fait que le potentiel de l'oscillateur harmonique isotrope $-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + \frac{1}{2m} \omega^2 r^2$ est remplacé par un potentiel à symétrie axiale, tel que $\omega_x^2 = \omega_y^2 = \omega_\perp^2$. La rotation s'effectue perpendiculairement à l'axe z, axe de symétrie du noyau et correspondant à l'axe de projection des spins.

Les fréquences d'oscillation ω_\perp et ω_z s'expriment en fonction du paramètre de déformation ϵ suivant :

$$\omega_\perp = \omega_0(\epsilon, \epsilon_4) \left(1 + \frac{1}{3} \epsilon\right) \quad \text{et} \quad \omega_z = \omega_0(\epsilon, \epsilon_4) \left(1 - \frac{2}{3} \epsilon\right) \quad (1.13)$$

Le terme en z^2 de l'équation (1.12) lève la dégénérescence $2l + 1$ des couches sphériques. Les états correspondant au potentiel de Nilsson sont les états intrinsèques des bandes de rotation. Les états observés sont en fait les bandes rotationnelles construites sur les états propres de l'hamiltonien de Nilsson, exprimés en fonction des états propres de l'oscillateur harmonique anisotrope $[Nn_z\Lambda\Omega]_\pi$:

- N est le nombre quantique principal de l'oscillateur harmonique.
- n_z est le nombre d'oscillations sur l'axe de symétrie du potentiel.
- Λ est la projection du moment angulaire \vec{l} sur l'axe de symétrie.
- Ω est la projection du moment angulaire $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ sur l'axe de symétrie, avec $\Omega = \Lambda \pm 1/2$.
- π est la parité de la fonction d'onde : $\pi = (-1)^N$.

Les configurations n'étant jamais pures, les labels correspondent toujours à la composante principale de la fonction d'onde.

1.1.4 Approximation de Cranking

Notre attention se portant sur le domaine de la physique des systèmes multi-fermioniques à hauts spins, nous sommes intéressés par le comportement nucléaire des noyaux en rotation. Dans ce cadre, en 1954, D.R.Inglis [Ing54] calcule l'hamiltonien d'un modèle en couches lié à un repère en rotation. Ce changement de repère permet une simplification considérable du problème de la résolution des équations du mouvement des nucléons lorsque la rotation s'effectue autour de l'axe perpendiculaire à l'axe de symétrie du noyau.

1.1.4.1 Equation de Schrödinger dans le référentiel tournant

Introduisons le référentiel tournant R_{rot} lié au noyau. Le référentiel du laboratoire est noté R_{lab} . La fonction d'onde totale du noyau dans le référentiel du laboratoire est notée Ψ_{lab} et dans le référentiel tournant Ψ_{rot} . De même, l'hamiltonien total sera noté respectivement $\hat{\mathcal{H}}_{lab}$ et $\hat{\mathcal{H}}_{rot}$. La fréquence de rotation est notée ω , et la rotation est postulée comme s'effectuant autour de l'axe $\mathcal{O}y$. La projection du moment angulaire \vec{l} sur l'axe de rotation sera donnée par $\hat{\mathcal{I}}_y$. L'opérateur de rotation $\hat{\mathcal{R}}$ s'exprime alors par :

$$\hat{\mathcal{R}} = \hat{\mathcal{R}}_y(\omega t) = \exp(-i\omega t \hat{\mathcal{I}}_y) \quad (1.14)$$

L'hamiltonien dans le référentiel en rotation $\hat{\mathcal{H}}_{rot}$ s'exprime en fonction de l'hamiltonien dans le référentiel du laboratoire $\hat{\mathcal{H}}_{lab}$ par :

$$\hat{\mathcal{H}}_{rot} = \hat{\mathcal{R}}_y^{-1} \hat{\mathcal{H}}_{lab} \hat{\mathcal{R}}_y \quad (1.15)$$

De même pour les fonctions d'onde :

$$\Psi_{rot} = \hat{\mathcal{R}}_y^{-1} \Psi_{lab} \hat{\mathcal{R}}_y \quad (1.16)$$

L'équation de Schrödinger devient alors :

$$(\hat{\mathcal{H}}_{rot} - \hbar\omega\hat{\mathcal{I}}_y)\Psi_{rot} = i\hbar\frac{\partial\Psi_{rot}}{\partial t} \quad (1.17)$$

$\hat{\mathcal{H}}^\omega = \hat{\mathcal{H}}_{rot} - \hbar\omega\hat{\mathcal{I}}_y$ est nommé routhian, rappelant les fonctions de Routh en mécanique classique. Le terme $\hbar\omega\hat{\mathcal{I}}_y$ est équivalent aux forces centrifuges et de Coriolis lors d'un changement de référentiel en mécanique classique. Soit Ψ_ν une fonction d'onde individuelle (Ψ_ν^ω dans le référentiel tournant), la relation entre les énergies propres e_ν^ω des nucléons dans le référentiel tournant et les énergies individuelles $e_\nu(\omega)$ dans le référentiel du laboratoire, correspondant aux énergies mesurées expérimentalement, s'écrit :

$$e_\nu(\omega) = e_\nu^\omega + \hbar\omega \langle \Psi_\nu^\omega | \hat{\mathcal{I}}_y | \Psi_\nu^\omega \rangle \quad (1.18)$$

L'hypothèse fondamentale du modèle de Cranking est que le mouvement individuel des nucléons n'est pas perturbé par le mouvement collectif du noyau. Ce qui revient à considérer que l'hamiltonien $\hat{\mathcal{H}}_{rot}$ pour le noyau en rotation étudié dans le référentiel tournant est identique à l'hamiltonien du même noyau statique étudié dans le référentiel du laboratoire.

Une conséquence importante du modèle de Cranking est la levée de dégénérescence par renversement du temps (dégénérescence de Kramer) due à la relation suivante :

$$\hat{\mathcal{T}}^{-1} \hat{\mathcal{H}}^\omega \hat{\mathcal{T}} \neq \hat{\mathcal{H}}^\omega \quad (1.19)$$

Par conséquent, les valeurs propres de l'hamiltonien de Cranking ne sont pas dégénérées par renversement du temps : $e_\nu^\omega \neq e_\nu^{-\omega}$. Contrairement aux calculs statiques, les nucléons de spin opposé n'ont pas la même énergie.

1.1.4.2 Symétrie de l'hamiltonien de Cranking

Pour les noyaux à symétrie axiale, l'hamiltonien de Cranking doit être invariant par rotation de 180° autour de l'axe de rotation du système. La symétrie par renversement du temps est brisée dès que le référentiel est en rotation.

L'opérateur de rotation $\hat{\mathcal{R}}_y(\pi)$ s'exprime en fonction de la projection $\hat{\mathcal{I}}_y$ du moment angulaire \vec{I} sur l'axe de rotation :

$$\hat{\mathcal{R}}_y(\pi) = \exp(-i\pi\hat{\mathcal{I}}_y) \quad (1.20)$$

Le nombre quantique α est couramment substitué aux valeurs propres r_y de l'opérateur de rotation selon l'équivalence :

$$r_y = \exp(-i\pi\alpha) \quad (1.21)$$

Le nombre quantique α a l'avantage d'être directement lié au spin des états selon :

$$\alpha = I \bmod 2 \quad (1.22)$$

Pour un nombre pair de particules, le spin est entier, donnant pour α les valeurs permises 0 ou 1 :

$$r_y = +1 \quad \alpha = 0 \quad I = 0, 2, 4, \dots \quad (1.23)$$

$$r_y = -1 \quad \alpha = 1 \quad I = 1, 3, 5, \dots \quad (1.24)$$

Pour un nombre impair de particules, le spin est demi-entier, et les valeurs permises de α sont 1/2 et -1/2 :

$$r_y = +i \quad \alpha = +1/2 \quad I = 1/2, 5/2, 9/2, \dots \quad (1.25)$$

$$r_y = -i \quad \alpha = -1/2 \quad I = 3/2, 7/2, 11/2, \dots \quad (1.26)$$

Dans le modèle de Cranking, les orbites sont donc labellées par $[Nn_z\Lambda\Omega]_{\pi}^{\alpha}$, α étant la signature.

1.1.5 Méthode Hartree-Fock

Alors que les modèles utilisant un potentiel moyen de type Nilsson ou Woods-Saxon considèrent un champ déformé fixé à l'intérieur duquel les nucléons se déplacent librement, les approches microscopiques de type Hartree-Fock déduisent le champ moyen à partir d'une interaction nucléaire effective. Les interactions effectives phénoménologiques utilisées peuvent être de portée finie (force de Gogny [Dec80]) ou nulle (force de Skyrme [Sky59]).

La méthode Hartree-Fock considère l'hamiltonien microscopique :

$$H = \sum_{i=1}^A \frac{\vec{p}_i^2}{2M} + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j=1}^A v_{ij}^{eff} \quad \text{avec} \quad v_{ij}^{eff} \quad \text{l'interaction effective.} \quad (1.27)$$

Une fonction d'onde collective est définie sous forme d'un déterminant de Slater :

$$\Psi_{HF}(x_1, x_2, \dots, x_A) = \det[\psi_{\alpha 1}(x_1) \cdot \psi_{\alpha 2}(x_2) \dots \psi_{\alpha A}(x_A)] \quad (1.28)$$

où $\psi_{\alpha i}(x_i)$ sont les fonctions d'onde individuelles.

L'énergie totale du noyau s'écrit :

$$E = \frac{\langle \Psi_{HF} | H | \Psi_{HF} \rangle}{\langle \Psi_{HF} | \Psi_{HF} \rangle} \quad (1.29)$$

Sa minimisation est effectuée à l'aide d'une méthode variationnelle, conduisant aux équations de Hartree-Fock :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2M} \vec{\nabla}^2 + \mathcal{U}_{HF}[\psi_{\alpha}] \right) \psi_{\beta i}(x_i) = \sum_{i=1}^A \beta_i \psi_{\beta i}(x_i) \quad (1.30)$$

\mathcal{U}_{HF} étant le champ moyen.

Bien que ces équations soient connues depuis les années 30, leur mise en œuvre est relativement récente du fait des moyens de calculs importants qu'elles nécessitent. Les premiers calculs réalisés à l'aide de l'interaction de Skyrme, sans corrélation d'appariement [Vau70] [Vau72] ont permis de reproduire avec succès les propriétés de noyaux sphériques magiques (^{16}O , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{90}Zr , ^{208}Pb). Afin de traiter les corrélations d'appariement, les formalismes HF+BCS (Hartree-Fock + Barden Cooper Schrieffer) et HFB (Hartree-Fock Bogoliubov) ont été successivement mis en œuvre.

Les méthodes Hartree-Fock sont également appliquées aux états rotationnels par l'intermédiaire du Cranking. Dans ce traitement, les interactions à portée finie [Gir92] [Egi93], aussi bien que celles à portée nulle [Bon87] [Che92] [Gal94] ont été employées. Contrairement aux méthodes phénoménologiques de champ moyen, la résolution par calcul variationnel permet un traitement de la déformation en tant que paramètre libre.

La méthode CHFB (Cranked Hartree-Fock Bogoliubov) avec force de Skyrme engendre une disparition brutale des corrélations d'appariement avec la rotation. La procédure de Lipkin-Nogami permet un traitement adéquat en restaurant un nombre correct de particules [Lip60] [Nog64] [Pra73].

1.1.6 Théorie du champ moyen

L'approximation du champ moyen en physique nucléaire joue un rôle très important non seulement parce qu'il offre une simplification mathématique significative mais aussi parce qu'il permet d'obtenir un nombre conséquent de données

physiques directement comparables à l'expérience. Les deux parties abordées ci-dessous sont basées sur les travaux de thèse de N.Schunck [Sch01] et sur une note d'introduction destinée aux utilisateurs du code WS-ODD. Nous allons aborder de manière plus approfondie ce modèle car il sera la base de l'interprétation théorique de nos résultats.

1.1.6.1 Champ moyen non relativiste

1. Introduction au problème

Il est communément admis qu'un nucléon dans un noyau peut être décrit en utilisant le concept de particule ponctuelle plutôt que celui d'objet distribué dans l'espace. La description d'une particule ponctuelle avec spin requiert au moins la position \vec{r} (associée à l'opérateur \hat{r}), la quantité de mouvement \vec{p} (\hat{p} l'opérateur correspondant) et le spin \vec{s} . Pour simplifier la notation, introduisons $\hat{x} \equiv \{\hat{r}, \hat{p}, \hat{s}\}$.

Avec cette notation, l'hamiltonien d'un système de A nucléons s'écrit :

$$\hat{\mathcal{H}} = \hat{\mathcal{H}}(\hat{x}_1, \hat{x}_2, \dots, \hat{x}_A) = \sum_{i=1}^A \hat{t}_i + \hat{\mathcal{V}}(\hat{x}_1, \hat{x}_2, \dots, \hat{x}_A) \quad (1.31)$$

où l'opérateur \hat{t}_i représente l'énergie cinétique d'une particule et $\hat{\mathcal{V}}$ le potentiel d'interaction.

Deux difficultés apparaissent : la première est que le potentiel d'interaction n'est pas connu à l'heure actuelle et la seconde est que même si ce potentiel avait été découvert, la détermination des valeurs propres de ce système serait impossible.

En mathématique, lorsque la solution d'un problème prend la forme d'une fonction compliquée de A variables $\mathcal{F} = \mathcal{F}(x_1, x_2, \dots, x_A)$, il est possible dans certains cas, spécifiquement quand les variables $\{x_1, x_2, \dots, x_A\}$ représentent des corrélations de courte portée, de simplifier la description en introduisant le développement suivant :

$$\mathcal{F}(x_1, x_2, \dots, x_A) = \sum_{i=1}^A \mathcal{F}_1(x_i) + \frac{1}{2!} \sum_{i=1}^A \sum_{j=1}^A \mathcal{F}_2(x_i, x_j) + \frac{1}{3!} \sum_{i=1}^A \sum_{j=1}^A \sum_{k=1}^A \mathcal{F}_3(x_i, x_j, x_k) + \dots \quad (1.32)$$

Une idée analogue peut être appliquée à l'opérateur $\hat{\mathcal{V}}$ et donne :

$$\hat{\mathcal{V}}(\hat{x}_1, \hat{x}_2, \dots, \hat{x}_A) = \sum_{i=1}^A \hat{\mathcal{V}}_1(\hat{x}_i) + \frac{1}{2!} \sum_{i=1}^A \sum_{j=1}^A \hat{\mathcal{V}}_2(\hat{x}_i, \hat{x}_j) + \frac{1}{3!} \sum_{i=1}^A \sum_{j=1}^A \sum_{k=1}^A \hat{\mathcal{V}}_3(\hat{x}_i, \hat{x}_j, \hat{x}_k) + \dots \quad (1.33)$$

Les opérateurs $\hat{\mathcal{V}}_1$, $\hat{\mathcal{V}}_2$, $\hat{\mathcal{V}}_3$, etc ... sont appelés potentiels d'interaction à un corps, à deux corps, à trois corps, etc ...

Leur interprétation physique est à la fois simple et élégante. Le potentiel à un corps agit sur un nucléon donné en ignorant la présence des autres nucléons, ceci sera l'expression naturelle de l'interaction d'un champ moyen sur le $i^{\text{ème}}$ nucléon. Cette interaction peut être obtenue en moyennant sur les $A - 1$ nucléons restant. Le potentiel à deux corps contiendra la contribution au premier ordre des corrélations ne pouvant pas être incorporées au champ moyen. Ce potentiel peut être envisagé comme l'influence du $j^{\text{ème}}$ nucléon voisin sur le $i^{\text{ème}}$. De manière similaire, le potentiel à trois corps prendra en compte les corrélations imposées sur le $i^{\text{ème}}$ nucléon par la présence de ses deux voisins, le $j^{\text{ème}}$ et le $k^{\text{ème}}$, et ainsi de suite.

La plus importante question dans ce type de considération est de savoir s'il est possible de se limiter aux premiers termes du développement. Dans le cadre de la structure nucléaire, la nature de l'interaction nucléon-nucléon nous offre une indication puisqu'elle est de courte portée.

Il est alors facile d'imaginer que lorsque deux nucléons interagissent fortement (en étant donc proche l'un de l'autre), cette interaction ne va pas durer très longtemps et que les nucléons vont se séparer et cesser d'interagir. La probabilité que trois nucléons se trouvent presque simultanément à une très courte distance dans l'espace devient alors très faible, et par conséquent les corrélations d'ordre de plus en plus élevées deviennent négligeables.

Il devient donc clair que l'étape la plus importante de la résolution du mouvement nucléonique dans le noyau sera de trouver les valeurs propres reliées aux premiers termes du développement du potentiel d'interaction de l'équation (1.33).

2. Que résoudre?

Au lieu de considérer une interaction à A corps pour les nucléons, qui aurait été impossible à traiter en pratique, nous supposons que tous les nucléons contribuent à un potentiel commun qui résulte d'une moyenne sur toutes les interactions possibles, et dans lequel chaque nucléon se déplace indépendamment des autres. Ceci vaut pour le principe. En pratique, nous pouvons construire un tel champ moyen en supposant par la suite que l'interaction nucléon-nucléon est dominée par sa composante à deux corps, et que les autres composantes diminuant très rapidement peuvent être négligées.

Il est possible en utilisant une procédure auto-cohérente Hartree-Fock de déterminer le champ moyen à partir de l'interaction nucléon-nucléon à deux corps. Mais il est également possible de paramétriser directement le champ moyen. Une telle approche permet d'effectuer des calculs très rapides, mais néanmoins très réalistes, donnant assez souvent un accord avec l'expérience avec lequel il est difficile de rivaliser.

Quelque soit l'approche choisie, dans le cas des théories non relativistes, l'équation du mouvement d'un nucléon dans le champ moyen nucléaire prend la forme de Schrödinger :

$$\left(\frac{\hat{p}^2}{2m_0} + \hat{\mathcal{V}}_1(\hat{\vec{r}}, \hat{\vec{p}}, \hat{\vec{s}}) \right) \psi_n(\vec{r}) = e_n \psi_n(\vec{r}) \quad (1.34)$$

où e_n sont les énergies de particules individuelles, et ψ_n les fonctions d'onde individuelles. En accord avec les arguments précédents, $\hat{\mathcal{V}}_1$ est l'opérateur champ moyen à un corps qui dépend de tous les opérateurs qui caractérisent le mouvement quantique d'un nucléon. Cet opérateur doit contenir toutes les informations physiques liées au champ moyen nucléaire.

Dans l'approche de Woods-Saxon non relativiste, le potentiel du champ moyen est la somme du potentiel central et du potentiel spin-orbite :

$$\hat{\mathcal{V}}_1(\hat{\vec{r}}, \hat{\vec{p}}, \hat{\vec{s}}) = \hat{V}_{cen}(\hat{\vec{r}}) + \hat{V}_{so}(\hat{\vec{r}}, \hat{\vec{p}}, \hat{\vec{s}}) \quad (1.35)$$

Ces deux potentiels dépendent de la géométrie de la surface nucléaire. Le potentiel d'interaction est clairement associé au mouvement des nucléons qui l'a généré. Pour les interactions à courte portée, la forme nucléaire (celle de la distribution nucléonique) et celle du potentiel doivent être étroitement corrélées.

N'importe quelle surface nucléaire peut être développée en termes d'harmoniques sphériques $Y_{\lambda\mu}$ et de paramètres de déformation $\alpha_{\lambda\mu}$, comme nous l'avons déjà vu dans le paragraphe 1.2, suivant :

$$\Sigma : R(\theta, \phi) = R_0(Z, N) c(\{\alpha\}) \left\{ 1 + \sum_{\lambda} \sum_{\mu=-\lambda}^{+\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right\} \quad (1.36)$$

où $R_0(Z, N)$ est le rayon nucléaire. Ce rayon peut être paramétrisé de différentes manières, par exemple en fonction du nombre de masse A et d'excès d'isospin $I = (N - Z)/(N + Z)$, ou plus directement en fonction de N et Z . L'approximation la plus communément utilisée donne $R_0(Z, N) = r_0 A^{1/3}$ où r_0 vaut environ 1.2 fm.

Une des formes du potentiel déformé pouvant être associée avec l'équation de surface nucléaire Σ est celle de Woods-Saxon :

$$U(\vec{r}) = -\frac{V_0}{1 + \exp[\text{dist}_{\Sigma}(\vec{r}, r_0)/a_0]} \quad ; \quad V_0 \geq 0 \quad (1.37)$$

où $\text{dist}_{\Sigma}(\vec{r}, r_0)$ représente la distance (au sens mathématique) du point \vec{r} à la surface nucléaire Σ . Le potentiel central et le potentiel spin-orbite peuvent être tous deux paramétrisés en utilisant la forme générique ci-dessus, et nous obtenons :

$$V_{cen}(\vec{r}) = -\frac{V_0^{cen}}{1 + \exp[\text{dist}_{\Sigma}(\vec{r}, r_0^{cen})/a_0^{cen}]} \quad (1.38)$$

et

$$V_{so}(\vec{r}, \vec{p}, \vec{s}) = \alpha \frac{1}{r} \frac{dV_{so}}{dr}(r) \vec{l} \cdot \vec{s} \quad ; \quad V_{so}(r) = \frac{V_0^{so}}{1 + \exp[\text{dist}_{\Sigma}(\vec{r}, r_0^{so})/a_0^{so}]} \quad (1.39)$$

3. Comment le résoudre?

Les potentiels V_{cen} et V_{so} peuvent être calculés si la surface nucléaire (1.36) est connue. Comment allons nous alors résoudre l'équation de Schrödinger? Cette équation présentée précédemment en coordonnées d'espace (1.34), s'écrit de manière vectorielle (en notation bra-ket) selon :

$$\hat{H} | \Psi_n \rangle = e_n | \Psi_n \rangle \quad (1.40)$$

Les inconnues sont les états propres $|\Psi_n\rangle$ et les valeurs propres e_n . Si nous pouvions connaître la matrice \hat{H} dans une certaine base, en diagonalisant cette matrice, nous pourrions avoir accès aux valeurs propres et aux

fonctions propres écrites dans cette base. Par conséquent, nous choisissons une base $\{\Phi_k\}$ de l'espace de Hilbert, et nous n'avons qu'à calculer la matrice de \hat{H} dans cette base. Ce qui revient à calculer les éléments de matrice du type :

$$\langle \Phi_k | \hat{H} | \Phi_l \rangle = h_{kl} \quad (1.41)$$

D'autre part, nous savons d'après la mécanique quantique que ces éléments de matrice correspondent à des intégrales tri-dimensionnelles suivant la relation :

$$\langle \Phi_k | \hat{H} | \Phi_l \rangle = \iiint d^3\vec{r} \Phi_k^*(\vec{r}) \hat{H} \Phi_l(\vec{r}) \quad (1.42)$$

Ainsi, résoudre les équations de Schrödinger est équivalent à :

- en premier lieu définir l'hamiltonien;
- choisir une base de fonctions $\{\Phi_k\}$. Il est usuel de prendre la base de l'oscillateur harmonique, les fonctions Φ_k étant les fonctions propres connues de l'oscillateur harmonique;
- calculer les intégrales tri-dimensionnelles (1.42), ce qui nous fournit la matrice de l'hamiltonien dans la base choisie;
- diagonaliser la matrice.

Une matrice hermitienne a $N \times (N + 1)/2$ éléments de matrice indépendants, N étant la taille de la matrice. Ainsi, nous avons donc à priori $N \times (N + 1)/2$ intégrales tri-dimensionnelles à calculer. Evidemment, plus N est grand, meilleure est la base. De plus, nous devons également diagonaliser une matrice $N \times N$. Par exemple, pour N égal à 500 environ, ceci entraîne l'intégration d'environ 125000 intégrales tri-dimensionnelles et la diagonalisation d'une matrice 500×500 .

Ce nombre conséquent de traitements à effectuer impose d'optimiser le code de calcul. Il existe différentes manières pour réaliser cette optimisation : la méthode d'intégration peut être choisie afin de prendre le moins de temps possible tout en conservant un haut niveau de précision. Dans les codes WS-ODD et HF-ODD, la méthode d'intégration de Gauss-Hermite est utilisée. Ensuite, la base peut être choisie de manière la plus astucieuse possible. Et finalement, une méthode largement utilisée pour réduire le temps de calcul est de tirer bénéfice des symétries.

1.1.6.2 Champ moyen relativiste (formalisme de Dirac)

Le formalisme du champ moyen nucléaire relativiste diffère considérablement de celui connu sous la forme classique de Schrödinger. Plusieurs avantages peuvent être associés à la formulation de Dirac. Premièrement, la formulation relativiste a un lien direct avec l'approche de la théorie du champ quantique, ainsi qu'avec le modèle standard utilisé en physique des particules élémentaires. Une telle approche, connue sous le nom de théorie du champ moyen relativiste (RMF (Relativistic Mean Field)), permet d'obtenir les formes des potentiels du champ moyen directement à partir des interactions nucléon-nucléon modélisées en utilisant le concept d'échange de mésons et apporte un contenu physique plus adéquat par les effets relativistes qu'il contient.

1. Structure mathématique de l'équation de Dirac

Il peut être montré que l'équation de Dirac avec une interaction réaliste s'écrit :

$$\left\{ \vec{\alpha} \cdot \hat{\vec{p}} + \beta[m_0 + \hat{S}(\vec{r})] + \hat{V}(\vec{r}) \right\} \Psi_i = \varepsilon_i \Psi_i \quad (1.43)$$

Le potentiel \hat{S} est seulement fonction de la position nucléonique \vec{r} et a donc une structure spatiale relativement simple. Il dépend des champs méson scalaires et est donc appelé potentiel scalaire. Le potentiel \hat{V} est construit exclusivement à partir des champs méson vecteurs et sera donc nommé potentiel vecteur; il ne dépend également que de la position nucléonique \vec{r} .

Nous choisissons la convention suivante pour les matrices de Dirac :

$$\vec{\alpha} = \begin{pmatrix} 0 & \vec{\sigma} \\ \vec{\sigma} & 0 \end{pmatrix} \quad \beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (1.44)$$

et introduisons la structure bi-spineur de la fonction d'onde Ψ_i :

$$\Psi_i = \begin{pmatrix} \xi \\ \eta_i \end{pmatrix} \quad (1.45)$$

où ξ_i est la grande composante du bi-spineur de Dirac et η_i sa petite composante. L'équation de Dirac devient alors :

$$\begin{pmatrix} \{m_0 + [\hat{S}(\vec{r}) + \hat{V}(\vec{r})]\} & \vec{\sigma} \cdot \hat{\vec{p}} \\ \vec{\sigma} \cdot \hat{\vec{p}} & -\{m_0 + [\hat{S}(\vec{r}) - \hat{V}(\vec{r})]\} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi_i \\ \eta_i \end{pmatrix} = \varepsilon_i \begin{pmatrix} \xi_i \\ \eta_i \end{pmatrix} \quad (1.46)$$

Ecrivons maintenant le système aux deux équations couplées vérifié par les spineurs ξ et η :

$$\{m_0 + [\hat{S}(\vec{r}) + \hat{V}(\vec{r})]\}\xi_i + (\vec{\sigma} \cdot \hat{\vec{p}})\eta_i = \varepsilon_i \xi_i \quad (1.47)$$

$$(\vec{\sigma} \cdot \hat{\vec{p}})\xi_i - \{m_0 + [\hat{S}(\vec{r}) - \hat{V}(\vec{r})]\}\eta_i = \varepsilon_i \eta_i \quad (1.48)$$

Avant de découpler ces deux équations, il est pratique d'introduire une nouvelle échelle d'énergie : puisque nous sommes intéressés par la limite de basse énergie de l'équation de Dirac (les énergies des particules individuelles étant de l'ordre de quelques MeV), il est instructif d'introduire directement l'énergie d'une particule individuelle ϵ_i , tel que :

$$\varepsilon_i = m_0 + \epsilon_i \quad (1.49)$$

Nous pouvons alors réécrire l'équation (1.48) :

$$\eta_i = \frac{1}{2m_0 + \epsilon_i + [\hat{S}(\vec{r}) - \hat{V}(\vec{r})]} (\vec{\sigma} \cdot \hat{\vec{p}})\xi_i \quad (1.50)$$

et en insérant cette dernière expression dans l'équation (1.47), nous obtenons :

$$\left\{ (\vec{\sigma} \cdot \hat{\vec{p}}) \frac{1}{2m_0 + \epsilon_i + [\hat{S}(\vec{r}) - \hat{V}(\vec{r})]} (\vec{\sigma} \cdot \hat{\vec{p}}) + [\hat{S}(\vec{r}) + \hat{V}(\vec{r})] \right\} \xi_i = \epsilon_i \xi_i \quad (1.51)$$

Il est bien sûr possible d'appliquer la même procédure afin d'obtenir une équation découplée pour le spineur η :

$$\left\{ (\vec{\sigma} \cdot \hat{\vec{p}}) \frac{1}{\epsilon_i - [\hat{S}(\vec{r}) + \hat{V}(\vec{r})]} (\vec{\sigma} \cdot \hat{\vec{p}}) + \{2m_0 + [\hat{S}(\vec{r}) - \hat{V}(\vec{r})]\} \right\} \eta_i = \epsilon_i \eta_i \quad (1.52)$$

Nous pouvons remarquer que les équations (1.51) et (1.52) sont strictement équivalentes à l'équation de Dirac initiale (1.43). Aucune approximation n'a été faite et la seule structure particulière est l'utilisation du bi-spineur de Dirac. Nous pouvons aussi observer que les valeurs propres des énergies sont communes aux deux équations et qu'il suffira de résoudre une seule de ces équations pour trouver le spectre en énergie.

De plus, ces équations dépendent uniquement de la somme et de la différence des potentiels \hat{S} et \hat{V} . Malheureusement, ces deux équations sont non-linéaires par rapport aux énergies individuelles des particules ϵ_i .

2. Potentiers nucléaires

Nous avons montré comment l'équation de Dirac pouvait être séparée en deux équations indépendantes pour les spineurs ξ et η . Nous allons à présent étudier plus précisément l'équation (1.51) pour la grande composante afin d'avoir une meilleure compréhension des différences entre les approches relativiste et non relativiste.

(a) Linéarisation des équations de spineurs

Notre but est de résoudre directement l'équation de Dirac pour les nucléons par la paramétrisation des potentiels nucléaires. Jusqu'à présent aucune approximation n'a été faite et les seuls potentiels que nous avons rencontrés sont la différence et la somme des potentiels \hat{V} et \hat{S} .

Les calculs effectués dans le cadre de la théorie du champ moyen relativiste nous donne une estimation de ces termes [Koe91] :

$$\langle \hat{S} \rangle \approx -400 \text{ MeV} \quad (1.53)$$

$$\langle \hat{V} \rangle \approx +350 \text{ MeV} \quad (1.54)$$

Par conséquent, $\hat{S} + \hat{V}$ et $\hat{S} - \hat{V}$ qui entrent dans les équations pour ξ et η valent :

$$\langle \hat{S} + \hat{V} \rangle \approx -50 \text{ MeV} \quad (1.55)$$

$$\langle \hat{S} - \hat{V} \rangle \approx -750 \text{ MeV} \quad (1.56)$$

Transformons le dénominateur de l'équation (1.51) en procédant comme suit :

$$2m_0 + \epsilon_i + [\hat{S}(\vec{r}) - \hat{V}(\vec{r})] = \epsilon_i + 2\left\{m_0 + \frac{1}{2}[\hat{S}(\vec{r}) - \hat{V}(\vec{r})]\right\} = \epsilon_i + 2m_0^*(\vec{r}) \quad (1.57)$$

où nous noterons par $m^*(\vec{r})$ la fonction :

$$m^*(\vec{r}) = m_0 + \frac{1}{2}[\hat{S}(\vec{r}) - \hat{V}(\vec{r})] \quad (1.58)$$

Dans la suite, cette quantité sera appelée masse effective. En moyenne la masse effective dans le noyau est d'environ 700 MeV (à comparer à la masse au repos du nucléon qui avoisine 1000 MeV).

D'autre part, les énergies individuelles des particules ϵ_i s'échelonnent d'environ -50 MeV pour les états les plus liés jusqu'à -5 à -10 MeV près du niveau de Fermi. Par conséquent, la quantité $\epsilon_i/2m^*(\vec{r})$ est approximativement égale à 0.5% pour les états proches du niveau de Fermi et 3.5% pour les états profondément liés. Ces ordres de grandeur suggèrent de faire un développement du dénominateur comme une fonction du terme $\epsilon_i/2m^*(\vec{r})$:

$$\frac{1}{\epsilon_i + 2m^*(\vec{r})} = \frac{1}{2m^*(\vec{r})} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\epsilon_i}{2m^*(\vec{r})}} \simeq \frac{1}{2m^*(\vec{r})} \left(1 - \frac{\epsilon_i}{2m^*(\vec{r})} + \dots \right) \quad (1.59)$$

A cause de ces ordres de grandeur, le développement peut être arrêté à l'ordre zéro, et nous postulons que :

$$\frac{1}{2m_0 + \epsilon_i + [\hat{S}(\vec{r}) - \hat{V}(\vec{r})]} \simeq \frac{1}{2m^*(\vec{r})} \quad (1.60)$$

Cette approximation nous permet de simplifier l'équation pour les spineurs ξ :

$$\left\{ (\vec{\sigma} \cdot \hat{\vec{p}}) \frac{1}{2m^*(\vec{r})} (\vec{\sigma} \cdot \hat{\vec{p}}) + [\hat{S}(\vec{r}) + \hat{V}(\vec{r})] \right\} \xi_i = \epsilon_i \xi_i \quad (1.61)$$

Cette équation représente la forme approximée de l'équation de Dirac pour les nucléons dans un noyau atomique.

(b) **Les potentiels d'interaction à un corps**

Le premier terme dans l'équation (1.61) contient une dépendance quadratique de la quantité de mouvement et il est aisé de faire apparaître l'opérateur d'énergie cinétique. Dans le même temps, il se trouve aussi une dépendance en spin puisque $\vec{\sigma} \equiv 2\vec{s}/\hbar$. Il sera instructif de développer cette expression en observant que $\hat{\vec{p}} = -i\hbar\nabla$. Il est possible de montrer que le terme d'énergie cinétique "généralisée" s'écrit :

$$(\vec{\sigma} \cdot \hat{\vec{p}}) \frac{1}{2m^*(\vec{r})} (\vec{\sigma} \cdot \hat{\vec{p}}) = \hat{T} + \hat{V}_{so}(\hat{\vec{r}}, \hat{\vec{p}}, \hat{\vec{s}}) + \hat{V}_p(\hat{\vec{r}}, \hat{\vec{p}}) \quad (1.62)$$

avec

$$\hat{T} = \frac{1}{2m^*(\vec{r})} \hat{\vec{p}}^2, \quad (1.63)$$

$$\hat{V}_{so}(\hat{\vec{r}}, \hat{\vec{p}}, \hat{\vec{s}}) = \frac{i}{[2m^*(\vec{r})]^2} \vec{\sigma} \cdot \{\hat{\vec{p}}[\hat{V}(\vec{r}) - \hat{S}(\vec{r})] \wedge \hat{\vec{p}}\}, \quad (1.64)$$

$$\hat{V}_p(\hat{\vec{r}}, \hat{\vec{p}}) = \frac{1}{[2m^*(\vec{r})]^2} \{\hat{\vec{p}}[\hat{V}(\vec{r}) - \hat{S}(\vec{r})] \cdot \hat{\vec{p}}\}. \quad (1.65)$$

L'opérateur \hat{T} est analogue à l'énergie cinétique en mécanique quantique non relativiste, mais il comprend au lieu de la masse au repos du nucléon la masse effective qui est fonction de la position nucléonique représentée par \vec{r} . De manière similaire, \hat{V}_{so} est le potentiel spin-orbite qui ne diffère de son expression non relativiste uniquement par la présence de la masse effective en place de la masse au repos.

Il est utile de souligner que le potentiel spin-orbite émerge ici comme un élément naturel du formalisme relativiste alors que dans l'approche traditionnelle sa présence fait partie d'une hypothèse. Le dernier terme, \hat{V}_p , n'a pas d'équivalent dans les théories non-relativistes. Il est linéaire suivant \vec{p} et joue un rôle intéressant en assurant l'hermiticité de l'hamiltonien quand la masse effective dépendant de la position est présente. L'hamiltonien final s'écrit :

$$\left\{ \frac{1}{2m^*(\vec{r})} \hat{\vec{p}}^2 + \hat{V}_{cen}(\hat{\vec{r}}) + \hat{V}_p(\vec{r}, \hat{\vec{p}}) + \hat{V}_{so}(\vec{r}, \hat{\vec{p}}, \hat{\vec{s}}) \right\} \xi_i = \epsilon_i \xi_i \quad (1.66)$$

avec

$$m^*(\vec{r}) \equiv m_0 + \frac{1}{2} [\hat{S}(\vec{r}) - \hat{V}(\vec{r})] \quad (1.67)$$

$$\hat{V}_{cen}(\hat{\vec{r}}) \equiv \hat{S}(\vec{r}) + \hat{V}(\vec{r}) \quad (1.68)$$

$$\hat{V}_p(\vec{r}, \hat{\vec{p}}) \equiv \frac{1}{[2m^*(\vec{r})]^2} \{\hat{\vec{p}}[\hat{V}(\vec{r}) - \hat{S}(\vec{r})] \cdot \hat{\vec{p}}\} \quad (1.69)$$

$$\hat{V}_{so}(\vec{r}, \hat{\vec{p}}, \hat{\vec{s}}) \equiv \frac{i}{[2m^*(\vec{r})]^2} \vec{\sigma} \cdot \{\hat{\vec{p}}[\hat{V}(\vec{r}) - \hat{S}(\vec{r})] \wedge \hat{\vec{p}}\} \quad (1.70)$$

Il faut bien évidemment ajouter à ces deux potentiels le potentiel Coulombien pour les protons qui s'écrit :

$$V_{cou}(\vec{r}) = \iiint d^3\vec{r}' \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \quad (1.71)$$

Il dépend de la géométrie du noyau, et pour un noyau sphérique avec une distribution de charge uniforme, l'équation (1.71) se simplifie :

$$V_{cou}(\vec{r}) = \begin{cases} \frac{1}{2}(Z-1)e^2 \left[3 - \left(\frac{r}{R_0} \right)^2 \right] & \text{pour } r \leq R_0, \\ \frac{(Z-1)e^2}{r/R_0} & \text{pour } r \geq R_0. \end{cases} \quad (1.72)$$

(c) **Paramétrisation des potentiels**

Nous allons maintenant paramétriser les potentiels nucléaires. Nous avons seulement deux fonctions indépendantes, $\hat{V}(\vec{r})$ et $\hat{S}(\vec{r})$. Il est alors possible en principe de paramétriser indépendamment ces deux termes. D'un autre côté, comme nous l'avons déjà souligné plus haut, le potentiel central est la somme $\hat{V} + \hat{S}$, et nous savons qu'il peut être parfaitement décrit par une fonction de type Woods-Saxon. De façon identique, les autres potentiels ne dépendent que de la différence $\hat{V} - \hat{S}$, il semble donc plus approprié de paramétriser la somme et la différence $\hat{V}(\vec{r}) + \hat{S}(\vec{r})$ et $\hat{V}(\vec{r}) - \hat{S}(\vec{r})$, respectivement. En utilisant les expressions de la surface nucléaire et de la fonction généralisée (déformée) de Woods-Saxon exposées précédemment, et en tenant compte dans notre cas que les deux potentiels peuvent avoir à priori des formes différentes, nous pouvons établir :

$$\hat{V}(\vec{r}) + \hat{S}(\vec{r}) = -\frac{V_0^+}{1 + \exp[\text{dist}_\Sigma(\vec{r}, r_0^+)/a_0]}; V_0^+ \geq 0 \quad (1.73)$$

$$\hat{V}(\vec{r}) - \hat{S}(\vec{r}) = -\frac{V_0^-}{1 + \exp[\text{dist}_\Sigma(\vec{r}, r_0^-)/a_0]}; V_0^- \geq 0 \quad (1.74)$$

Si nous connaissons chacun des ensembles de trois paramètres (V_0 , r_0 , a_0) pour la somme et la différence, nous pouvons résoudre l'équation de Dirac directement. De tels paramètres ont été déterminés à partir des propriétés expérimentales des noyaux doublement magiques, et une dépendance régulière en isospin et en masse a été trouvée. Le code WS-ODD inclut deux sous-programmes qui calculent automatiquement les paramètres de Dirac en fonction du Z et du N choisis.

1.2 Superdéformation

1.2.1 Découverte

C'est en 1962, en bombardant une cible de ^{238}U par un faisceau de ^{22}Ne , que S.M.Polikanov et collaborateurs mettent en évidence un isomère du noyau ^{242}Am de durée de vie 14 ms décroissant par fission [Pol62]. Ce temps de décroissance étant environ 10^9 fois plus court que la période de fission spontanée du noyau ^{242}Am dans son état fondamental, on postule alors qu'il s'agit d'un état isomérique exotique : un isomère de fission.

En 1967, V.M.Strutinsky explique ce phénomène par la présence d'un second puits de potentiel pour certains noyaux, en appliquant une méthode de correction de couches au modèle de la goutte liquide [Str67]. Ce second puits de potentiel, apparaissant pour des déformations correspondant à un rapport d'axes de $\sqrt{\pi} : 1$, est nommé puits superdéformé. La courte durée de vie de l'isomère de fission s'explique alors par la présence d'une barrière de fission beaucoup plus faible dans le second puits.

La première structure de rotation dans le second puits de potentiel est identifiée en 1972 par Specht et collaborateurs [Spe72] dans le noyau de ^{240}Pu , en mesurant les électrons de conversion en coïncidence avec les fragments de fission. L'observation de trois transitions quadrupolaires électriques E2 a permis de déterminer le moment d'inertie qui s'avéra être deux fois plus élevé que celui des bandes de rotation du premier puits de potentiel. La mesure de moments quadrupolaires confirma le rapport d'axes $\sqrt{\pi} : 1$ de noyaux ellipsoïdaux équivalent à un paramètre de déformation $\beta_2 \approx 0.60$.

Le phénomène de superdéformation fut alors recherché dans d'autres régions de masse, en suivant des prédictions selon lesquelles des effets de couches devaient apparaître à grande vitesse de rotation. Ainsi, les caractéristiques recherchées pour la présence probable d'un second puits de potentiel à déformation élevée sont les suivantes : d'une part, des effets de couches très prononcés pour des spins élevés; et d'autre part, des noyaux supportant un moment angulaire très élevé sans fissionner.

Des calculs effectués par Cohen, Plasil et Swiatecki à l'aide du modèle de la goutte liquide en rotation prévoient un maximum de moment angulaire transférable pour les noyaux de la région de masse avoisinant 150 ($N \approx 84$, $Z \approx 64$) [Coh74]. Les noyaux de cette région de masse sont donc les candidats idéaux pour présenter des états superdéformés [Ben75] [Nee75] [Nee76] [And76] [Rag80] [Cha87].

Il faut attendre 1986 et la découverte dans le noyau ^{152}Dy , à l'aide du spectromètre TESSA2, d'une bande de rotation composée de 19 transitions séparées de 47 keV par P.Twin [Twi86] et la mesure de son moment quadrupolaire par M.Bentley [Ben87] pour obtenir une confirmation expérimentale de l'existence de la superdéformation dans la région de masse 150. Dans ce même noyau, une structure de rotation de moindre déformation coexistant avec les états sphériques à particules individuelles du premier puits de potentiel est elle aussi découverte [Nya86]. En fait, la première bande superdéformée avec un paramètre de déformation $\beta_2 \approx 0.35$ avait été mise en évidence dans le noyau ^{132}Ce en 1985 par P.Nolan et collaborateurs [Nol85] mais n'avait pas été interprétée en tant que bande à forte déformation. Il est aujourd'hui admis que ces structures de la masse 130 sont hautement déformées et non pas superdéformées.

Depuis lors, de nombreuses bandes superdéformées ont été découvertes dans diverses régions de masse et nous passerons en revue les caractéristiques de chacune d'entre elles dans le prochain chapitre.

1.2.2 Mode de production

Les bandes superdéformées étant peuplées à haute fréquence de rotation il est impératif de transférer au noyau un maximum de moment angulaire mais un minimum d'énergie d'excitation pour éviter la fission du noyau composé. La méthode la plus employée est l'utilisation de réactions de fusion-évaporation.

1.2.2.1 Fusion d'ions lourds

Dans le cas d'une réaction de fusion-évaporation, un faisceau de particules A_p , d'énergie E_p et de masse M_p frappe une cible constituée de particules A_c , de masse M_c . Pour un paramètre d'impact suffisamment petit, les deux noyaux fusionnent pour former un noyau composé chaud A_{nc}^* :

$$A_p + A_c \rightarrow A_{nc}^* \quad \text{avec} \quad A_{nc} = A_p + A_c. \quad (1.75)$$

L'énergie d'excitation du noyau composé E^* est égale à la somme de E_{cm} , énergie dans le centre de masse et de Q , chaleur de réaction reliée aux différences de masse des noyaux, tel que :

$$E^* = E_{cm} + Q \quad (1.76)$$

avec

$$E_{cm} = \frac{M_p E_p}{(M_p + M_c)} \quad \text{et} \quad Q = (M_c + M_p - M_{nc})c^2 \quad (1.77)$$

Sans tenir compte des corrections relativistes, la vitesse du noyau de recul s'écrit :

$$\beta = \frac{v}{c} = \sqrt{\frac{2E_{cm}}{(M_p + M_c)}} \quad (1.78)$$

La section efficace de réaction dans un modèle de coupure franche peut être calculée par la formule :

$$\sigma_R = \pi \lambda^2 [\ell_{max} + 1]^2 \quad (1.79)$$

où $\lambda = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2E_{cm}\mu}}$ est la longueur réduite de De Broglie et ℓ_{max} le moment angulaire maximum transféré au noyau composé.

1.2.2.2 Moment angulaire transféré

Dans le système du centre de masse, l'énergie potentielle pour un moment orbital relatif ℓ s'écrit sous la forme :

$$V_l(r) = \frac{Z_c Z_p}{r} e^2 + \hbar^2 \frac{\ell(\ell + 1)}{2\mu r^2} + V_n(r) \quad (1.80)$$

où r est la distance relative entre les noyaux cible et projectile, μ la masse réduite du système, Z_c et Z_p respectivement les numéros atomiques des composants de la cible et du projectile, et $V_n(r)$ le potentiel nucléaire.

Le moment angulaire transféré maximum est atteint pour une collision périphérique. Le potentiel $V_l(r)$ présente alors un maximum pour cette distance R_B , dû essentiellement à la barrière coulombienne. Cette distance suit la loi empirique suivante :

$$R_B = r_0 (A_c^{1/3} + A_p^{1/3}) \quad \text{avec} \quad r_0 \approx 1.44 fm \quad (1.81)$$

Pour que le système puisse fusionner, l'énergie dans le centre de masse doit être au moins égale à la hauteur de la barrière de fusion. Le moment angulaire prend une valeur maximale lorsque l'énergie de la particule incidente est entièrement transférée, ce qui équivaut à son annulation à la distance R_B .

En négligeant le potentiel nucléaire en première approximation, nous obtenons :

$$\ell_{max} = 0.219 R_B \{ \mu [E_{cm} - V_0(R_B)] \}^{1/2} \quad \text{exprimé en unité } \hbar \quad (1.82)$$

où E_{cm} est l'énergie disponible dans le centre de masse et $V_0(R_B)$ l'énergie potentielle $V_l(r)$ pour un moment orbital relatif nul à la distance R_B , assimilable en première approximation au potentiel coulombien $V_c = Z_c Z_p e^2 / R_B$.

L'expression du moment angulaire (1.82) indique que la valeur du moment angulaire maximum transférable n'est limitée que par l'augmentation de l'énergie incidente du projectile ou de la masse réduite du système. Or la valeur du moment angulaire maximale atteinte est restreinte par la fission du noyau composé, processus devenant prépondérant dans la région de masse $A \sim 150$ pour un moment angulaire $I \approx 70\hbar$. Dans ce cas, le noyau ne parvenant pas à évacuer assez rapidement son énergie d'excitation finit par fissionner.

1.2.2.3 Mécanisme de peuplement

Dans les cas favorables où la fission du noyau composé n'intervient pas, celui-ci va évaporer des particules légères (neutrons, protons, alpha) pour dissiper de la chaleur. Selon le nombre et la nature de ces particules émises, le noyau résiduel va se trouver dans des régions de densité d'états superdéformés et normalement déformés différentes nommées régions d'entrée. Pour alimenter préférentiellement les états du puits superdéformé, il est impératif que le noyau se trouve après évaporation dans un intervalle borné en moment angulaire et en énergie d'excitation. Cette zone, communément appelée "triangle magique", délimitée par la barrière de fission, la ligne yrast superdéformée (ligne joignant tous les niveaux de plus basse énergie pour un spin donné) et la ligne d'équi-densité $\rho_{SD} = \rho_{ND}$ est représentée sur la figure 1.3. En dehors de ce triangle la probabilité de peupler les états superdéformés décroît très rapidement.

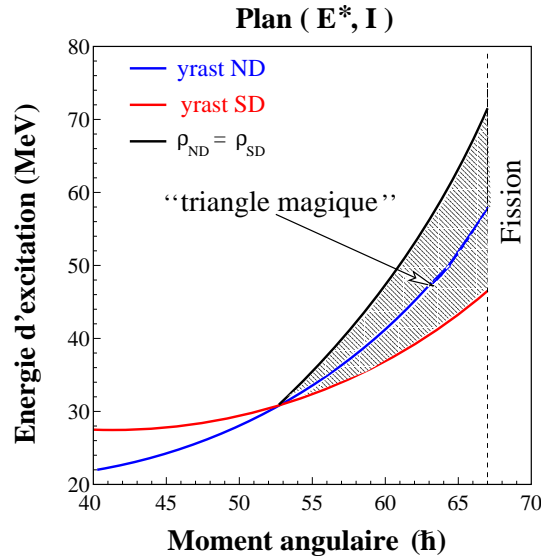


FIG. 1.3 – Schéma de principe du “triangle magique”. Dans la région de masse $A \sim 150$, le croisement des lignes yrast superdéformée (SD) et normalement déformée (ND) est estimé intervenir entre 50 et 55 \hbar .

Ces conditions limitatives induisent une section efficace de production de noyaux superdéformés faible, ce qui se traduit expérimentalement par un phénomène de superdéformation ne représentant que quelques pourcents de tous les événements produits dans une réaction de fusion-évaporation. Il est donc primordial d'optimiser les paramètres d'énergie d'excitation et de moment angulaire transféré au noyau composé, en choisissant les meilleures combinaisons de projectile, de cible et d'énergie de bombardement.

1.2.2.4 Désexcitation du noyau composé

Dans cette partie seront décrites les différentes étapes successives de désexcitation du noyau composé illustrées par la figure 1.4.

1. Emission de particules légères

Le moyen le plus rapide accessible au noyau pour se refroidir est d'évaporer des particules légères (n, p, α). L'émission de neutrons est particulièrement favorisée puisque ceux-ci n'ont pas de barrière coulombienne à franchir. Seul le cas des noyaux très déficients en neutrons permet la compétitivité des autres voies de réaction avec émission de particules chargées. Chaque neutron émis emporte en moyenne une énergie de 10 MeV (8 MeV d'énergie de liaison et 2 MeV d'énergie cinétique) et un faible moment angulaire de $1-2\hbar$, limité par la présence de la barrière centrifuge. Lorsque l'énergie d'excitation disponible par rapport à la ligne yrast devient inférieure à l'énergie de liaison d'un neutron, le noyau évacue son surplus d'énergie en émettant des rayonnements gamma.

2. Emission de rayonnements gamma

(a) Résonance dipolaire géante

Si l'énergie d'excitation est très élevée, des mouvements vibrationnels collectifs peuvent apparaître au sein du noyau. Ceux-ci sont interprétés comme l'oscillation de l'ensemble des protons par rapport à l'ensemble des neutrons autour du centre du noyau. Il en résulte l'émission de transitions gamma dipolaires dont l'énergie est comprise entre 10 et 20 MeV. Cette émission gamma s'effectue en compétition avec l'évaporation de particules.

(b) Transitions statistiques

Ces rayonnements gamma sont émis en cascade de deux à trois transitions quand l'énergie d'excitation au-dessus de la ligne yrast est comprise entre l'énergie de liaison des neutrons et quelques centaines de keV. Le noyau se trouve alors dans une région de densité de niveaux

très élevée, correspondant à un quasi-continuum d'états accessibles. De nature E1, ces transitions emportent beaucoup d'énergie mais peu de moment angulaire ($0.5 \hbar$ en moyenne).

(c) **Transitions collectives**

Ces transitions électriques quadrupolaires forment des bandes construites parallèlement à la ligne yrast. Leur nombre important et leur très faible espacement en énergie constitue un quasi-continuum gamma. Pour la région de masse $A \sim 150$, l'énergie moyenne de ces rayonnements gamma est estimée à 1.5 MeV. D'autres transitions inter-bandes de type dipolaire magnétique ou électrique peuvent être émises; cependant elles sont supposées être de faible énergie ($E < 100$ keV) à cause de la proximité des bandes du quasi-continuum.

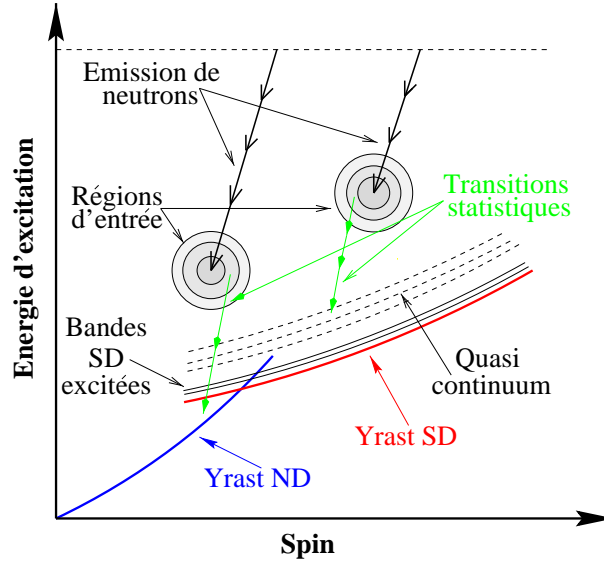


FIG. 1.4 – Représentation schématique des étapes de la désexcitation du noyau composé.

(d) **Transitions discrètes**

Pour retrouver son état fondamental, le noyau termine sa désexcitation en émettant des rayonnements gamma pouvant être résolus expérimentalement car la densité d'états et l'énergie d'excitation au-dessus de la ligne yrast sont suffisamment faibles. Ces transitions nous permettent alors de reconstituer les bandes superdéformées et le schéma de niveaux du premier puits. Ce schéma peut présenter une nature irrégulière traduisant des excitations individuelles particule-trou ou régulière correspondant à des excitations collectives telle que des vibrations ou des rotations.

1.3 Propriétés des bandes de rotation

La mécanique quantique interdit la rotation d'un noyau sphérique autour d'un de ses axes de symétrie. Le moment angulaire est donc généré par les moments angulaires individuels des nucléons. Si la somme vectorielle de ces moments est non nulle, elle définit l'axe de rotation individuelle. Un noyau déformé présente un axe de rotation perpendiculaire à son axe de symétrie (cf. section 1.1.4 portant sur l'approximation de Cranking). Les nucléons contribuent de façon cohérente au mouvement pour donner une rotation collective. Le schéma d'excitation obtenu est celui d'un rotateur quantique dont les propriétés sont détaillées ci-après.

1.3.1 Caractéristiques des spectres en énergie

L'observation de la dépendance en spin des spectres d'énergie est la signature du comportement rotationnel du noyau. Par analogie avec l'énergie d'un corps rigide de moment d'inertie \mathcal{J} en rotation on obtient :

$$E(I) = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}I(I+1) \quad (1.83)$$

Pour un état de moment cinétique total I se désexcitant vers un état de moment cinétique total $I - 2$ par une transition quadrupolaire, l'énergie du rayonnement gamma associé est égale à :

$$\Delta E_\gamma(I \rightarrow I - 2) = E_\gamma(I) = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}(4I - 2) \quad (1.84)$$

En prenant l'hypothèse que la configuration intrinsèque du noyau et son moment d'inertie ne changent pas durant la transition, nous obtenons une différence en énergie entre deux transitions successives indépendante du moment cinétique I et valant :

$$\Delta E_\gamma(I) = \frac{8\hbar^2}{2\mathcal{J}} \quad (1.85)$$

Cette relative constance se traduit dans les spectres de bandes de rotation par une structure caractéristique en peigne de Dirac permettant ainsi leur découverte expérimentale.

1.3.2 Moment d'inertie

Par analogie avec la mécanique classique, deux quantités comparables au moment d'inertie macroscopique peuvent être définies : le moment d'inertie dynamique et le moment d'inertie cinématique.

Ce dernier se déduit des énergies de transitions discrètes tel que :

$$\mathcal{J}^{(1)} = \frac{I}{\omega} = I \left[\frac{\Delta E(I_1 \rightarrow I_2)}{\Delta I} \right]^{-1} \quad \text{avec} \quad \Delta I = I_1 - I_2 \quad (1.86)$$

donnant respectivement pour des cascades de transitions quadrupolaires ou dipolaires :

$$\mathcal{J}^{(1)} \approx I \left[\frac{E_\gamma}{2} \right]^{-1} \quad \text{et} \quad \mathcal{J}^{(1)} \approx I [E_\gamma]^{-1} \quad (1.87)$$

où $\Delta E(I_1 \rightarrow I_2)/\Delta I$ est égal à la mesure de la fréquence de rotation ω .

Sous cette forme, le moment d'inertie dépend explicitement du moment cinétique total. Or l'assignation expérimentale des spins pour les bandes superdéformées reste encore aujourd'hui difficilement accessible.

C'est pourquoi le moment d'inertie dynamique, ne dépendant pas explicitement du moment cinétique, est préférentiellement utilisé sous la forme :

$$\mathcal{J}^{(2)} = \left[\frac{\Delta(\Delta E)}{\Delta(\Delta I)} \right]^{-1} = \left[\frac{\Delta E_\gamma}{4} \right]^{-1} \quad (1.88)$$

Il est usuel d'étudier l'évolution de $\mathcal{J}^{(2)}$ par rapport à la fréquence de rotation ω . Le moment d'inertie dynamique est donc une fonction de la différence d'énergie entre deux transitions alors que la fréquence de rotation ne dépend que de l'énergie d'une transition; d'où en pratique la moyenne des fréquences de rotation associées aux transitions considérées est calculée selon la relation :

$$\omega = [E_\gamma(I) + E_\gamma(I - 2)]/4 \quad (1.89)$$

Les diagrammes représentant $\mathcal{J}^{(2)}$ en fonction de ω constituent un moyen de prospection relativement simple de la matière nucléaire à grande déformation d'autant plus que la valeur expérimentale du $\mathcal{J}^{(2)}$ peut être directement comparée à celle calculée par les différents modèles théoriques. Toute irrégularité du $\mathcal{J}^{(2)}$ qui dépend étroitement de la déformation, de la masse, de l'appariement et de l'alignement, va traduire un changement dans la structure et l'énergie intrinsèque du noyau.

1.3.3 Appariement et force de Coriolis

Les calculs théoriques du moment d'inertie de noyaux déformés basés sur un modèle en couches à particules indépendantes se sont révélés être deux à trois fois plus élevés que les valeurs observées expérimentalement. Cette réduction du moment d'inertie est attribuée aux corrélations d'appariement qui tendent à coupler à un moment angulaire nul les deux particules d'une même orbitale.

Ce phénomène est expliqué par A.Bohr, B.Mottelson et D.Pines en 1958 [Boh58] en proposant une analogie avec l'appariement des électrons dans les métaux supraconducteurs. Dans les noyaux A-impair, les corrélations d'appariement sont réduites à cause de l'effet dit de “blocking” du nucléon célibataire. En occupant seul une orbitale, celui-ci bloque la promotion de deux nucléons de la mer de Fermi vers ce niveau et réduit ainsi le nombre d'orbitales disponibles pour des excitations de paires de nucléons. De ce fait le moment d'inertie du noyau A-impair est plus élevé que celui du voisin pair-pair.

L'étude de la compétition entre les corrélations d'appariement et la force de Coriolis est menée en 1960 par B.Mottelson et J.G.Valatin [Mot60]. Celle-ci montre que lorsque la fréquence de rotation augmente, la force de Coriolis tend à découpler les paires de nucléons. Il résulte de chaque brisure de paire une brusque augmentation de l'alignement et du moment d'inertie, tandis que la fréquence de rotation diminue temporairement. Cet accident a été mis en évidence en 1971 dans le noyau ^{162}Er par A.Johnson et collaborateurs [Joh71] et dénommé “backbending”.

Dans le cas de noyaux normalement déformés, lorsque la fréquence de rotation augmente, la chute du “pairing” proton intervient en premier suivi de celui des neutrons. Ainsi, pour les noyaux superdéformés de la région de masse $A \sim 150$, il ne subsiste que des corrélations d'appariement résiduelles dites dynamiques. Par contre pour les noyaux de la région de masse $A \sim 190$, un “pairing” plus important persiste.

1.3.4 Identité entre bandes superdéformées

En découvrant en 1990 la première bande superdéformée excitée du noyau ^{151}Tb [Byr90], T.Byrski révéla un phénomène inattendu. Les transitions de cette bande ont les mêmes énergies à 2.5 keV près que celles de la bande yrast superdéformée du noyau ^{152}Dy . Cette particularité s'accompagne de l'égalité des moments d'inertie dynamique des bandes identiques, et se retrouve dans de nombreux cas pour diverses régions de masse. Le plus remarquable exemple est celui de l'identité entre la bande 5 du noyau ^{148}Gd et la bande yrast du noyau ^{152}Dy , bien qu'une différence de quatre nucléons les sépare.

Dans un modèle classique, le moment d'inertie d'un noyau rigide en rotation est proportionnel à $A^{5/3}$ et par conséquent les énergies E_γ des transitions suivent la loi $E_\gamma \propto A^{-5/3}$. En suivant cette hypothèse, deux noyaux séparés d'une unité de masse devraient posséder des énergies différant d'environ un pourcent. Or, les écarts constatés sont d'un ordre de grandeur inférieur à ces estimations, indiquant que l'origine de ce comportement spectral des bandes est due à un effet de structure, lié très certainement à des configurations orbitales très similaires.

Par ailleurs, une autre propriété des bandes identiques est illustrée par les deux exemples suivant. Les énergies des transitions de la première bande excitée du noyau ^{147}Gd sont situées à la moitié de celles de la bande yrast du noyau ^{148}Gd [Zub91] :

$$E_{\gamma}^{147}\text{Gd*} = \frac{1}{2}E_{\gamma}^{148}\text{Gd}(I) + \frac{1}{2}E_{\gamma}^{148}\text{Gd}(I+2) \quad (1.90)$$

Tandis que les énergies des transitions de la première bande excitée du noyau ^{153}Dy se trouvent aux trois quarts de celles de la bande yrast du noyau ^{152}Dy [Joh89] :

$$E_{\gamma}^{153}\text{Dy*} = \frac{1}{4}E_{\gamma}^{152}\text{Dy}(I) + \frac{3}{4}E_{\gamma}^{152}\text{Dy}(I+2) \quad (1.91)$$

D'une façon générale, la relation suivante a pu être établie :

$$E_{\gamma}(I') = (1 - \kappa)E_{\gamma}^{ref}(I) + \kappa E_{\gamma}^{ref}(I+2) \quad (1.92)$$

avec κ prenant les valeurs 0, 1/4, 1/2, 3/4 dans les cas les plus simples, comme ceux illustrés sur la figure 1.5. Toutes les valeurs de κ entre 0 et 1 sont possibles et les transitions de certaines bandes partenaires en signature ne sont parfois décalées que de quelques keV, rendant leur découverte plus difficile.

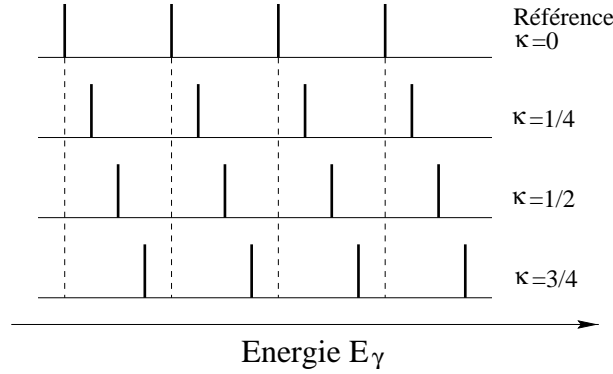


FIG. 1.5 – Représentation de valeurs particulières de κ reliant des bandes couplées.

Une première explication à ce phénomène d'identité est avancée par W.Nazarewicz et collaborateurs [Naz90] en utilisant l'approche de couplage fort du modèle particule plus rotor. Dans ce modèle le mouvement d'une ou plusieurs particules de valence est couplé à un cœur déformé en rotation. Si le couplage de cette particule supplémentaire est plus fort que la perturbation engendrée par l'interaction de Coriolis, la particule va suivre la déformation du cœur. Cette limite de couplage fort est susceptible d'être particulièrement valide pour

des noyaux superdéformés où la séparation des niveaux de Nilsson ($\propto \beta_2$) est importante et l'interaction de Coriolis ($\propto \hbar^2/2\mathcal{J}$) faible.

Des approches complémentaires ont tenté d'expliquer ce phénomène par la compensation de trois mécanismes : la différence de masse des noyaux considérés, l'alignement du spin de la particule de valence et le changement de déformation du cœur dû à l'excitation de cette particule [Rag90]. De plus, à cause de la grande séparation en énergie entre les sous-couches des orbitales intruses et celles de parité naturelle, les états de parité naturelle peuvent être classés en utilisant la représentation de la symétrie pseudo SU(3).

Depuis sa découverte, le phénomène de bandes jumelles a soulevé de nombreuses interrogations et ce problème reste probablement actuellement un des challenges les plus excitants pour la compréhension de la structure du noyau.

1.3.5 Configurations nucléoniques des bandes superdéformées

La détermination des configurations nucléoniques passe par l'assignation des orbites occupées. Celles-ci sont établies à partir du schéma de niveaux à une particule dans un puits de potentiel en rotation pour une plage de déformation donnée. Les couches dans les schémas de particules individuelles proton et neutron générées par le modèle de l'oscillateur harmonique sont affectées par le couplage (\vec{l}, \vec{s}) . Dans le cas de la superdéformation les orbitales de plus grand j sont déplacées d'une couche N dans la couche $N-1$ de parité opposée ($\pi = (-1)^N$). Ces orbitales sont dites intruses tandis que les orbitales de la couche sont dites de parité naturelle (cf. fig. 1.6 et fig. 1.7).

- **Les orbites intruses :** De fort moment angulaire j pour une faible valeur Ω , ces orbites ont une forte composante dans le plan perpendiculaire à l'axe de rotation, impliquant que leur nombre quantique n_z de l'oscillateur harmonique déformé est élevé. Ceci entraîne deux effets :
 1. Le champ quadrupolaire courbe ces orbites en abaissant le niveau d'énergie de ces états, qui s'approchent ainsi du niveau de Fermi, majoritairement constitué d'orbites de nombre quantique principal N plus faible, et de parité différente.
 2. Etant très sensibles à la force de Coriolis, par leur composante j élevée et Ω faible, elles vont subir de fortes variations énergétiques avec la fréquence de rotation. De configuration très pure, elles vont croiser les orbites de parité naturelle sans interagir.

1.3. PROPRIÉTÉS DES BANDES DE ROTATION

La force de Coriolis, en s'opposant à l'effet d'appariement, sépare très rapidement les paires de nucléons, qui en s'alignant, contribuent très fortement à l'alignement j_x et donc au moment d'inertie dynamique, très sensible aux variations de structure du noyau. La configuration des bandes superdéformées est désignée suivant l'occupation des orbites intruses (par exemple $\pi 6^4 \otimes \nu 7^2$ pour la bande yrast du noyau ^{152}Dy).

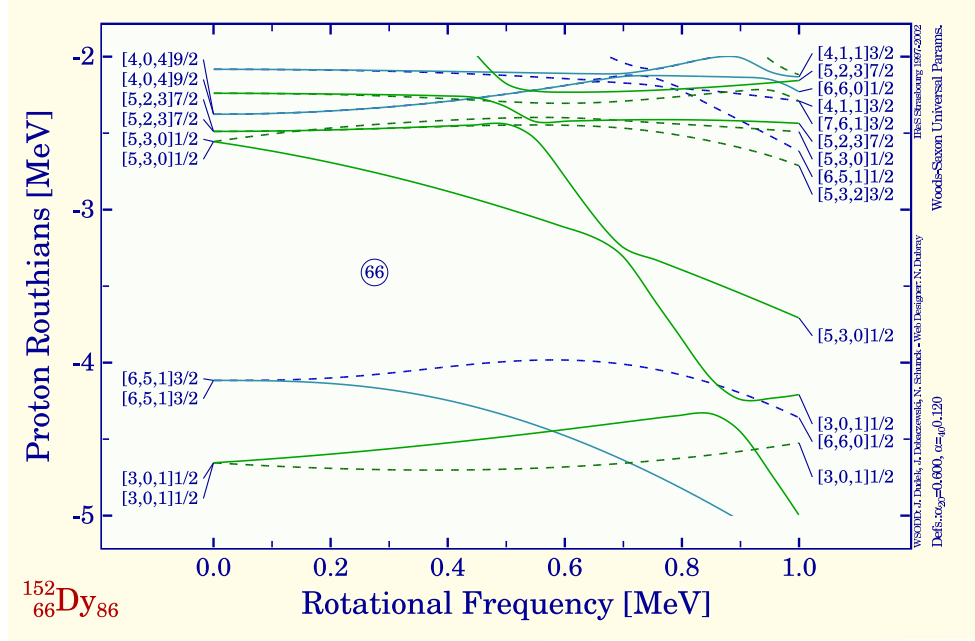


FIG. 1.6 – Energies individuelles proton proches de la surface de Fermi dans le noyau ^{152}Dy en utilisant les paramètres de déformation $\beta_2 = 0.60$ et $\beta_4 = 0.12$. Les traits pleins représentent les orbitales avec $(\pi, \alpha) = (+, +1/2)$, les traits en pointillés celles avec $(\pi, \alpha) = (+, -1/2)$, les traits en pointillés-tirets celles avec $(\pi, \alpha) = (-, +1/2)$, les traits en tirets celles avec $(\pi, \alpha) = (-, -1/2)$.

- **Les orbites de parité naturelle :** De faible moment angulaire j , et de faible Ω , elles sont peu affectées par la force de Coriolis, et par conséquent relativement stables par rapport à la vitesse de rotation. En effet, à déformation constante, les niveaux énergétiques sont déplacés essentiellement par la force de Coriolis, qui croît avec la vitesse de rotation ω , et qui dépend de j et de Ω , suivant la relation :

$$\langle \Psi | H_{cor} | \Psi \rangle \propto \sqrt{j(j+1) - \Omega^2} \quad (1.93)$$

Lorsque cette interaction est faible, les orbites s'alignent peu, ceci se traduisant par une grande stabilité vis-à-vis de la rotation. Le moment d'inertie dynamique associé à l'orbite est faible, et donc la contribution au moment d'inertie total est minime.

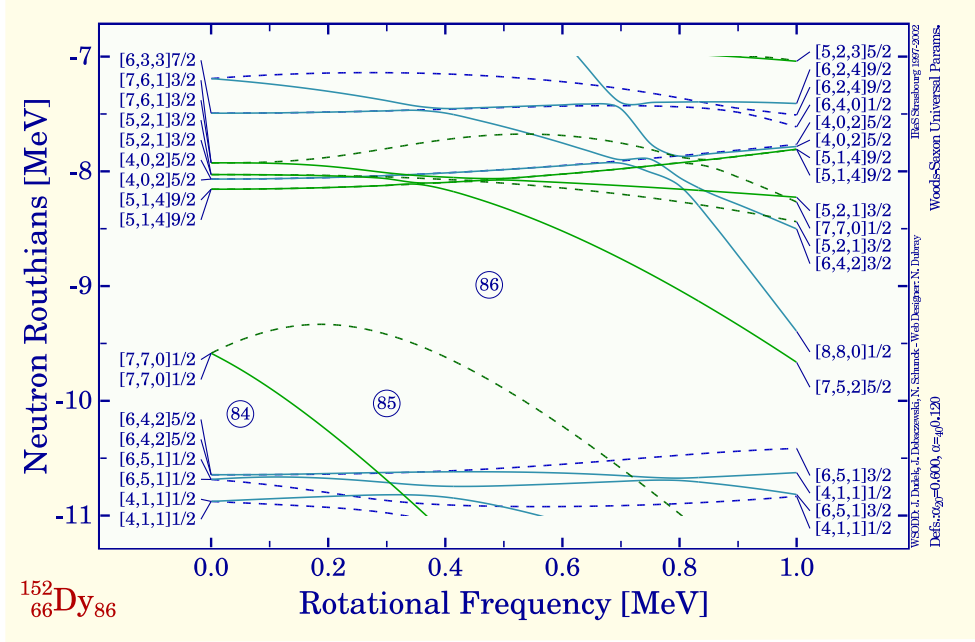


FIG. 1.7 – *Energies individuelles neutron proches de la surface de Fermi dans le noyau ^{152}Dy en utilisant les paramètres de déformation $\beta_2 = 0.60$ et $\beta_4 = 0.12$. Les traits pleins représentent les orbitales avec $(\pi, \alpha) = (+, +1/2)$, les traits en pointillés celles avec $(\pi, \alpha) = (+, -1/2)$, les traits en pointillés-tirets celles avec $(\pi, \alpha) = (-, +1/2)$, les traits en tirets celles avec $(\pi, \alpha) = (-, -1/2)$.*

Les configurations intruses des bandes excitées sont déterminées en comparant leur $\mathcal{J}_{orbite}^{(2)}$ avec celui de bandes yrast de noyaux voisins ayant quelques nucléons d'écart et dont la structure est connue.

$$\mathcal{J}_{orbite}^{(2)} = \frac{dj_x}{d\omega} = -\frac{d^2 e^\omega}{d\omega^2} \quad (1.94)$$

où e^ω correspond à l'énergie des particules individuelles. Cette expression est à relier à celle de l'équation (1.88) ou à la dérivée de (1.86).

D'une façon générale, une bande B est construite à partir d'une bande A, en ajoutant ou retranchant des orbites.

$$\text{Bande } B \equiv \text{Bande } A \otimes \prod_{\text{orbites}} ([N n_z \Lambda \Omega]_\alpha)^{\pm 1} \quad (1.95)$$

1.3.5.1 Calcul théorique de l'alignement effectif

L'alignement effectif d'une orbite s'exprime par :

$$i_{eff}(\omega, [Nn_z\Lambda\Omega]_\alpha) = + \langle \Psi | j_x | \Psi \rangle = + \frac{de^\omega}{d\omega} \quad (1.96)$$

Ceci correspond dans le cas d'un routhian, à la pente du niveau d'énergie en fonction de la fréquence de rotation. Une orbite plate aura donc un alignement nul et une orbite ascendante un alignement négatif. L'allure du routhian nous renseigne donc rapidement sur l'alignement auquel on peut s'attendre expérimentalement.

A partir de l'alignement effectif théorique, il est également possible de proposer des énergies gamma de bandes, construites à partir d'une bande référence dont on connaît les énergies et les spins.

1.3.5.2 Alignement effectif expérimental

L'alignement effectif est la différence de spin entre une bande B et une bande A de référence, pour une fréquence de rotation identique :

$$i_{eff}(\omega) = I_B(\omega) - I_A(\omega) \quad (1.97)$$

Cette différence mesure donc la contribution au moment angulaire total des orbites $[Nn_z\Lambda\Omega]_\alpha$ impliquées :

$$I_B(\omega) - I_A(\omega) = \sum_{orbites} \pm i_{eff}(\omega, [Nn_z\Lambda\Omega]_\alpha) \quad (1.98)$$

Le signe $+$ ($-$) correspond au fait qu'une particule est ajoutée (enlevée) au cœur A. Si les noyaux diffèrent seulement d'une orbite, l'alignement calculé est celui de l'orbite :

$$i_{eff}(\omega, [Nn_z\Lambda\Omega]_\alpha) = \pm I_B(\omega) - I_A(\omega) \quad (1.99)$$

La détermination expérimentale de cette quantité nécessite la connaissance du spin des bandes, puisque l'alignement effectif représente la contribution au moment $\mathcal{J}^{(1)}$, dépendant lui même du spin :

$$\mathcal{J}^{(1)} = \hbar^2 \frac{2I - 1}{E_\gamma(I \rightarrow I - 2)} \quad (1.100)$$

Or, le spin I est rarement connu expérimentalement pour les bandes superdéformées. Il est cependant possible d'estimer le spin des bandes intenses, à partir de leur schéma de décroissance et l'intensité des états normalement déformés peuplés. Puis les spins sont assignés en se basant sur les spins calculés de la bande de référence.

Pour déterminer le spin des bandes excitées à partir de ceux de bandes yrast, il est nécessaire d'émettre quelques hypothèses quant aux orbites candidates. En effet, le spin relatif des bandes est donné par la signature des orbites. Si la bande B est construite à partir de la bande A de référence en ajoutant ou retranchant des orbites de signature α_{orbite} , la relation entre ces spins s'écrit :

$$I_B(E_B) = I_A(E_A) + \sum_{orbites} \pm \alpha_{orbite} \quad (1.101)$$

Nous pouvons alors déterminer l'alignement effectif expérimental.

1.3.5.3 Alignement incrémental

La déduction expérimentale de l'alignement a été dans un premier temps introduite par F.S.Stephens [Ste90a] [Ste90b] sous la forme d'alignement incrémental Δi :

$$\Delta i = \frac{2\delta E_\gamma}{\Delta E_\gamma^A} \quad (1.102)$$

où δE_γ représente la différence en énergie entre deux transitions d'énergies voisines des bandes A et B, et ΔE_γ^A l'écart en énergie entre deux transitions successives de la bande A (cf. fig. 1.8).

La détermination de l'alignement incrémental ne nécessite pas la connaissance du spin des bandes. Néanmoins, aucune information sur la nature de l'orbite ne peut en être déduite.

Cette grandeur est équivalente à la quantité κ définie dans le paragraphe 1.3.4 traitant de l'identité des bandes. Le tableau 1.1 donne l'équivalence entre ces deux quantités. Cette méthode permet de repérer rapidement les similitudes entre différentes bandes, sans entrer dans des considérations de spin.

Δi	κ	lien
0	0	bandes identiques
1	1/2	bandes "1/2"
-1/2	1/4	bandes "1/4"
+1/2	3/4	bandes "3/4"

TAB. 1.1 – *Lien entre κ et l'alignement incrémental pour des bandes identiques.*

1.3. PROPRIÉTÉS DES BANDES DE ROTATION

L'alignement effectif et l'alignement incrémental sont liés par la relation :

$$i_{eff} = \Delta i + \Delta I \quad \text{avec:} \quad \Delta I = \sum_{orbites} \pm \alpha_{orbites} \quad (1.103)$$

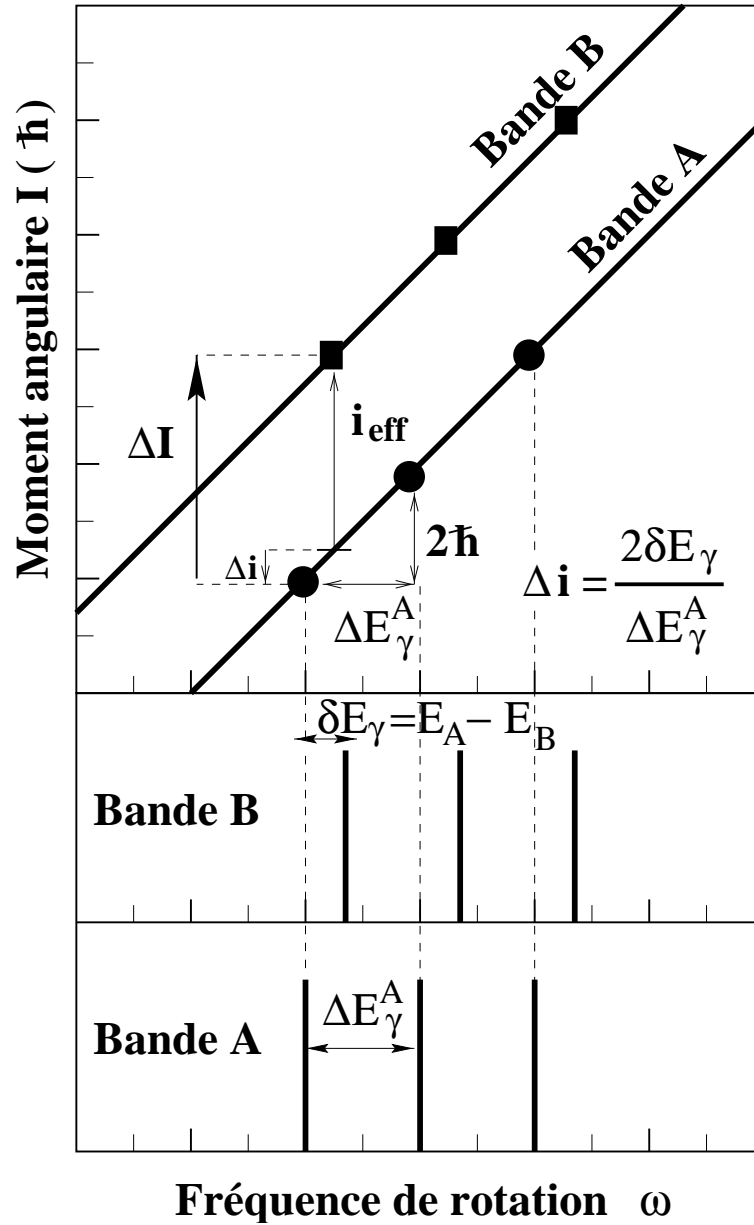


FIG. 1.8 – Relation entre alignement incrémental et effectif.

1.4 Désexcitation des bandes superdéformées

Le profil d'intensité des bandes superdéformées peut être séparé de manière systématique en trois parties :

- **l'alimentation** : région de peuplement des bandes superdéformées.
- **le plateau** : plage de fréquence où l'intensité de la bande reste constante.
- **la désexcitation** : zone d'alimentation des états normalement déformés.

Ce comportement est général et ce quelque soit le noyau considéré. Cependant, le plateau d'intensité peut être plus ou moins long selon la région de masse des noyaux étudiés et la désexcitation peut s'étendre sur quelques transitions ou bien intervenir en l'espace d'une seule transition comme dans le cas de certains noyaux de la région de masse $A \sim 190$.

La compréhension du processus de désexcitation des bandes superdéformées est d'un intérêt majeur puisqu'il traduit le passage du noyau au travers d'une barrière entre deux puits de déformation différente (cf. fig. 1.9) s'accompagnant d'un réarrangement important de sa structure interne (environ quarante nucléons déplacés). Nous présenterons dans la suite de cette section les approches théoriques développées et les techniques expérimentales mises en œuvre.

1.4.1 Modèles théoriques

La première analyse phénoménologique de la désexcitation des bandes superdéformées a été opérée en 1990 par E.Vigazzi et collaborateurs [Vig90] en utilisant un modèle statistique de couplage entre les états super- et normalement déformés. En effet, au fur et à mesure que le noyau superdéformé se désexcite, il pénètre dans des zones de densité d'états normalement déformés de plus en plus élevée. Au cours de la désexcitation du noyau superdéformé se produit une augmentation du coefficient de transmission à travers la barrière séparant les deux puits favorisant le mélange des fonctions d'onde des états normalement et superdéformés. Cette combinaison d'effets entraîne la décroissance du noyau superdéformé par émission de rayons gamma statistiques ou de transitions discrètes.

Y.R.Shimizu et collaborateurs [Shi93] proposent un modèle pour la désexcitation des bandes superdéformées, dans lequel la perte d'intensité est gouvernée par la probabilité d'effet tunnel entre les deux puits de potentiel super- et normalement déformés, les taux de transitions électromagnétiques et le niveau de densité des états normalement déformés.

L'importance de l'introduction des corrélations d'appariement dans les calculs fut soulevée afin de reproduire correctement les données expérimentales. Les grandes lignes de ce modèle sont résumées ci-dessous.

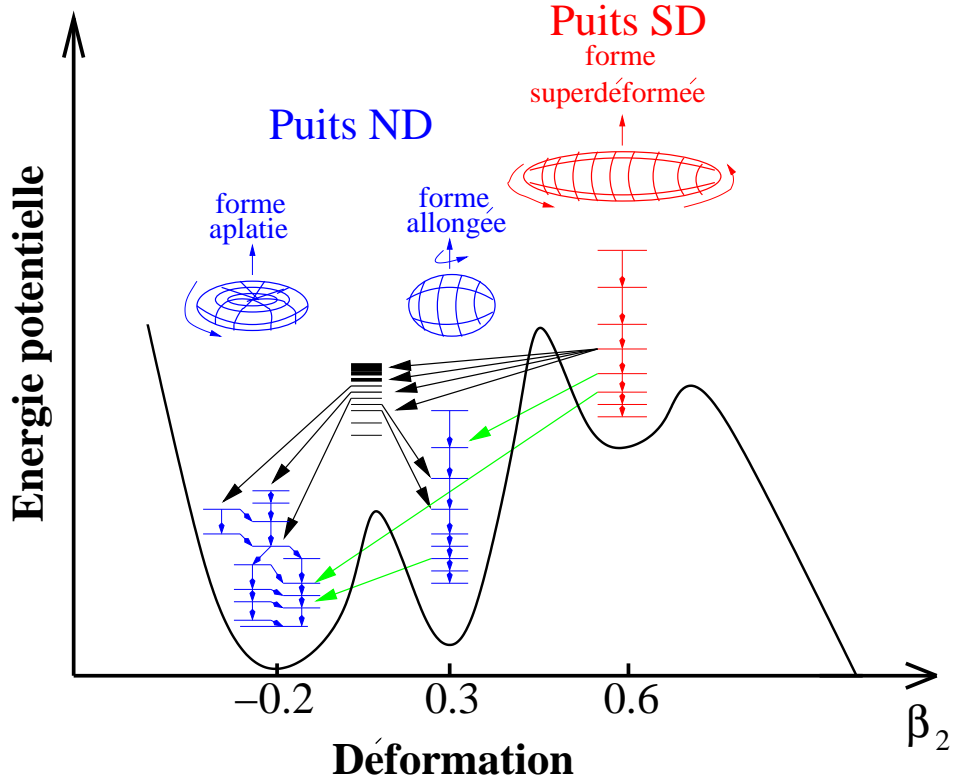


FIG. 1.9 – Représentation schématique de la désexcitation du puits superdéformé vers les états normalement déformés.

L'intensité relative I_γ des transitions associées à une bande superdéformée en fonction du moment angulaire est exprimée par la relation :

$$I_\gamma(I - 2) = I_\gamma(I)(1 - N_{out}(I)) \quad (1.104)$$

où $N_{out}(I)$ est la probabilité de décroissance au spin I . L'élément de matrice v de couplage entre les états super- et normalement déformés, décrits par le modèle d'Ensemble Gaussien Orthogonal (GOE), est régi par l'espacement moyen D des niveaux. Les vecteurs propres résultant $|m\rangle$ ont un recouvrement $c_m = \langle SD | m \rangle$ avec un état superdéformé. Les valeurs $|c_m|^2$ dépendent uniquement du rapport v/D ou Γ/D , où la largeur radiative de dispersion $\Gamma = \frac{2\pi v^2}{D}$ peut être assimilée à la largeur radiative de désexcitation $\Gamma = \frac{\hbar \omega_{SD}}{2\pi} T$ associée à l'effet tunnel à travers la barrière séparant les minima super- et normalement déformés.

Le terme $\frac{\hbar\omega_{SD}}{2\pi}$ correspond au minimum d'énergie d'excitation dans le second puits et T au coefficient de transmission défini ainsi :

$$T = [1 + \exp(2W)]^{-1} \approx \exp(-2W) \quad (1.105)$$

L'action W est une fonctionnelle des chemins possibles connectant le minimum superdéformé et un point de sortie de l'espace multidimensionnel des coordonnées de déformation; le chemin de moindre action devant être déterminé.

En notant Γ_s et Γ_n les largeurs radiatives électromagnétiques des états purs super- et normalement déformés, la largeur radiative totale de chaque état couplé $|m\rangle$ sera la somme des contributions de décroissance vers les configurations super- et normalement déformées, données respectivement par $|c_m|^2 \Gamma_s$ et $(1 - |c_m|^2)\Gamma_n$. La probabilité de désexcitation vers un état normalement déformé à partir de l'état $|m\rangle$ est donnée par :

$$P_m^{(out)}(I) = \frac{(1 - |c_m|^2)}{(1 - |c_m|^2) + |c_m|^2 \Gamma_s / \Gamma_n} \quad (1.106)$$

Tandis que la probabilité totale de désexcitation s'obtient en sommant sur tous les états $|m\rangle$:

$$N_{out} = \sum_m |c_m|^2 P_m^{(out)}(I) \quad (1.107)$$

En se restreignant uniquement aux transitions de type E_1 et E_2 la largeur radiative de décroissance électromagnétique vaut pour les états normalement déformés $\Gamma_n = \Gamma_{stat,ND}^{(E_1)} + \Gamma_{ND}^{E_2}$ et $\Gamma_s = \Gamma_{SD}^{E_2}$ pour les états superdéformés. La largeur radiative d'une transition E_2 étirée d'énergie E_γ est évaluée à :

$$\Gamma_{SD,ND}^{(E_2)}[MeV] \approx 3.0 \times 10^{-14} Q_{SD,ND}^2 [fm^2] E_\gamma^5 [MeV] \quad (1.108)$$

où $Q_{SD,ND}$ est le moment quadrupolaire intrinsèque.

La largeur radiative de décroissance E_1 à une énergie d'excitation U au-dessus de la ligne Yrast est donnée par :

$$\Gamma_{stat}^{(E_1)}(U) = C_{E_1} \frac{16\pi}{9(\hbar c)^3} \int_0^U \frac{\rho(U - E_\gamma)}{\rho(U)} f_{GDR}(E_\gamma) E_\gamma^3 dE_\gamma \quad (1.109)$$

où $f_{GDR}(E_\gamma)$ est la fonction d'intensité de la résonance géante, $\rho(U)$ la densité de niveaux et C_{E_1} un facteur correctif nécessaire à basse énergie ($U \leq 5 MeV$).

Si les caractéristiques fondamentales de la désexcitation des bandes superdéformées sont bien comprises dans le cadre de ce modèle à l'heure actuelle [Shi01], le spin de désexcitation n'est pas reproduit de manière précise pour certains cas individuels.

1.4.2 Spin d'entrée dans les états normalement déformés

Le spin moyen d'entrée dans les états normaux est déterminé par le spin moyen des états normalement déformés peuplés par une bande superdéformée. Cette valeur est mesurée à partir de l'intensité des pics normalement déformés en coïncidence avec la bande superdéformée.

Si nous désignons par le symbole ρ_i la proportion de l'alimentation de l'état (i) normalement déformé de moment angulaire S_{ρ_i} due à la décroissance d'états de la bande superdéformée, nous pouvons définir le spin moyen d'entrée $\langle S_\rho \rangle$ par :

$$\langle S_\rho \rangle = \frac{\sum_i \rho_i S_{\rho_i}}{\sum_i \rho_i} \quad (1.110)$$

Pour l'estimation de l'erreur sur la mesure, l'écart quadratique moyen pondéré est utilisé :

$$\langle \Delta S_\rho \rangle = \sqrt{\frac{\sum_i \rho_i^2 (S_{\rho_i} - \langle S_\rho \rangle)^2}{(\sum_i \rho_i)^2}} \quad (1.111)$$

1.4.3 Spin de décroissance des bandes superdéformées

La majorité des bandes superdéformées découvertes demeurant encore aujourd'hui "flottantes", les assignations de spin proposées sont basées sur quelques hypothèses simples : une transition de liaison, étirée, de type dipolaire ou quadrupolaire. Les spins adoptés sont comparés à différents modèles.

Il est alors possible de définir un spin moyen de décroissance des bandes superdéformées étudiées :

$$I_{out} = \sum_I I \cdot D\%(I) \quad (1.112)$$

$D\%(I)$ étant l'intensité du flux sortant au spin I , tel que :

$$D\%(I) = I\%(I+2) - I\%(I) \quad (1.113)$$

avec $I\%(I+2)$ l'intensité en pourcentage de la transition intra-bande entre les états superdéformés de spin $I+2$ et I .

Maintenant que nous avons introduit les modèles théoriques et les propriétés de la superdéformation, nous allons illustrer ce phénomène dans le prochain chapitre par une exploration de la charte dans les différentes régions de masse concernées, puis en nous focalisant plus particulièrement sur les noyaux ^{151}Tb et ^{152}Dy .

- “Quand j’ai découvert cette bande,
elle n’était pas plus haute que cela.”
- “Elle a grandi depuis !”

EXPLORATION

DE

LA CHARTE

SUPERDÉFORMÉE

Chapitre 2

EXPLORATION DE LA CHARTE SUPERDÉFORMÉE

Dans ce chapitre nous effectuerons un survol rapide des caractéristiques des différentes régions de masse concernées par la superdéformation. Puis, les résultats d'études faites antérieurement concernant l'isotope ^{151}Tb seront présentés. Pour terminer, nous ferons également une courte présentation du noyau voisin ^{152}Dy .

2.1 Spécificités de chaque région de masse

Depuis la confirmation expérimentale de l'existence du phénomène de superdéformation en 1986, c'est près de 250 bandes superdéformées qui ont été découvertes à ce jour [Han99]. Si la majorité d'entre elles (environ 175) appartiennent aux régions de masse $A \sim 150$ et $A \sim 190$, d'autres îlots de superdéformation ont été mis en évidence pour les régions de masse $A \sim 160$, $A \sim 130$, $A \sim 80$, $A \sim 60$, $A \sim 30$ et récemment pour $A \sim 40$.

Chaque région possède des caractéristiques propres, que ce soit pour la structure des bandes, le processus de désexcitation ou les transitions discrètes entre puits super- et normalement déformés; nous allons en présenter les grandes lignes dans cette section.

2.1.1 Région de masse $A \sim 150$

Cette région de masse est caractérisée par une forte stabilité des noyaux de forme superdéformée due principalement à l'occupation d'orbitales intruses de nombre quantique $N=6$ (protons) et $N=7$ (neutrons). Ces dernières sont présentes à grandes déformation et vitesse de rotation dans les gaps en énergies correspondant aux nombres magiques superdéformés $Z=66$ et $N=86$. La mesure de moments quadrupolaires (Eu, Gd, Tb, Dy) a révélé que cette région de masse était celle présentant la déformation la plus importante pouvant atteindre $\beta_2 \sim 0.6$. Pour la majorité des bandes superdéformées dont le comportement du moment d'inertie dynamique n'est pas tributaire d'un fort alignement, la valeur moyenne de leurs moments $\mathcal{J}^{(2)}$ est proche de $80 \hbar^2 \text{MeV}^{-1}$ ce qui correspond à un espacement moyen des transitions de $\sim 50 \text{ keV}$. Les énergies des transitions superdéformées s'étalent sur une plage de 600 keV à 1600 keV .

Le processus de désexcitation semble être dominé par sa nature statistique et les rares transitions discrètes découvertes à ce jour sont très faibles en intensité. Ainsi, malgré les études menées pour identifier des transitions entre les puits super- et normalement déformés, seul un cas de désexcitation en deux étapes dans le noyau ^{149}Gd [Fin99] a été découvert avant celui plus récent du noyau ^{152}Dy [Lau02]. Dans ce dernier cas, la transition de 4011 keV , la plus intense, reliant les deux puits n'emporte qu'à peine 1% de l'intensité de la bande yrast superdéformée.

2.1.2 Région de masse $A \sim 190$

Cette région de masse se caractérise par des bandes superdéformées possédant un très grand moment d'inertie dynamique de l'ordre de $110 \hbar^2 \text{MeV}^{-1}$. Les énergies de transitions des états superdéformés sont, de ce fait, plus faibles que dans les autres régions de masse, s'échelonnant sur une plage de 300 à 800 keV . La première bande superdéformée a été identifiée dans le noyau ^{191}Hg [Moo89]. Depuis, environ 70 autres bandes ont été observées dans les isotopes de Au, Hg, Tl, Pb, Bi et Po. Les déformations quadrupolaires associées à ces bandes sont de l'ordre de $\beta_2 \sim 0.55$. La force d'appariement relativement faible dans la région de masse 150 devient ici importante.

Les premières énergies d'excitation de bandes yrast superdéformées furent déterminées expérimentalement pour les noyaux ^{194}Hg [Kho96] et ^{194}Pb [Lop96], conduisant respectivement à une énergie d'excitation totale de 6.5 MeV et 4.8 MeV . Le moment angulaire du dernier état superdéformé peuplé dans ces bandes est ainsi estimé à $8 \hbar$ et $6 \hbar$ respectivement. Bien que la désexcitation soit amplement dominée par le processus statistique, d'autres bandes ont leur spin et énergie d'excitation fixés comme celles des isotopes ^{192}Pb [Nab97] et ^{193}Pb [Per96].

2.1.3 Région de masse $A \sim 130$

La particularité de cette région de superdéformation est due notamment à une déformation plus faible ($\beta_2 \sim 0.45$) et à une énergie d'excitation des bandes plus basse. La première bande découverte dans cette région a été celle du noyau ^{132}Ce [Nol85]. Depuis lors, près de 45 bandes ont été mises en évidence dans les isotopes La, Ce, Pr, Nd, Pm, et Sm. La valeur caractéristique du moment d'inertie dynamique est de l'ordre de $60 \hbar^2 \text{MeV}^{-1}$. Les énergies des transitions s'échelonnent entre 400 keV et 1600 keV donnant une cascade de multiplicité moyenne d'une vingtaine de transitions.

L'assignation en énergie d'excitation et en moment angulaire de certaines bandes a pu être effectuée expérimentalement. Dans le cas du noyau ^{133}Nd [Baz94], il a été possible d'établir toutes les connexions de la bande vers le schéma des états normalement déformés.

Certains niveaux normalement déformés sont dégénérés en énergie avec les états superdéformés qui les alimentent. Ceci a conduit les auteurs à interpréter la désexcitation de la bande superdéformée par le mélange des fonctions d'onde de nombre quantique principal $N=4$ (états normalement déformés) et $N=6$ (états superdéformés). Par un simple modèle de mélange de bandes avec une interaction constante, il est possible de reproduire les probabilités de désexcitation expérimentales. Ceci est réalisable car les déformations des états super- et normalement déformés sont proches et que de ce fait les configurations sont construites sur les mêmes orbites.

L'énergie d'excitation des états superdéformés étant relativement basse, les transitions discrètes reliant les deux puits sont relativement faibles en énergie et de l'ordre de 500 keV à 1200 keV avec des multipolarités variées E2, E1 et M1. Ainsi, la bande yrast du noyau ^{133}Nd se trouve environ 2 MeV au dessus du niveau isomérique de 300 ns $J^\pi = 33/2^+$ et le moment angulaire du dernier état superdéformé a pu être fixé à $17/2 \hbar$. Les bandes des noyaux $^{132,134,135,137}\text{Nd}$ [Jos96] [Pet96] [Del95] [Lun95], ^{133}Pm [Gal96] et ^{137}Sm [Pau88] ont également été reliées au puits normalement déformé.

2.1.4 Région de masse $A \sim 80$

Cette région étant composée de noyaux légers, les moments d'inertie sont plus faibles conduisant à de grandes énergies de transitions gamma ($E_\gamma > 1 \text{ MeV}$). Du fait de l'efficacité moindre des spectromètres gamma à ces énergies, il a fallu attendre l'installation de multidétecteurs de grande efficacité (EUROGAM, GAMMASPHERE) pour pouvoir détecter la première bande superdéformée pour cette région de masse dans le noyau ^{83}Sr [Bak95].

2.1. SPÉCIFICITÉS DE CHAQUE RÉGION DE MASSE

A ce jour, une vingtaine de bandes ont été découvertes dans les noyaux voisins des nombres de nucléons $Z=38$ et $N=44$, tels que $^{80,81,82}\text{Sr}$ [Gal96] [Cri95] [Smi95], ^{82}Y [Dag95], $^{83,84,86}\text{Zr}$ [Rud96] [Jin95] [Sar98], et ^{87}Nb [Laf97].

Le moment d'inertie de ces bandes est proche de la valeur $30 \hbar^2\text{MeV}^{-1}$ correspondant à un espacement moyen entre deux transitions de l'ordre de 140 keV. De ce fait l'énergie des transitions s'échelonnent entre 1300 et 2500 keV pour les bandes yrast dont la multiplicité moyenne vaut environ 10. La configuration de ces noyaux repose sur l'occupation des orbites intruses de nombre quantique principal $N=5$ pour les neutrons et les protons.

Jusqu'à présent, aucune transition reliant le second puits au premier puits de déformation n'a pu être observée dans cette région de masse. Des calculs théoriques basés sur un potentiel de Woods-Saxon donnent pour le moment angulaire de l'état le plus bas du second puits de déformation une valeur estimée de $24 \hbar$ correspondant à une énergie d'excitation de 13 MeV.

2.1.5 Région de masse $A \sim 160$

Les noyaux avec $N \sim 94$ et $Z \sim 71$ constituent une nouvelle région de formes exotiques coexistant avec celle de déformation normale allongée. En effet les formes superdéformées mises en évidence dans cette région présentent une triaxialité prononcée. Ceci semble être un aspect générique dû à l'apparition d'un gap en énergie pour $N \sim 94$ à des valeurs élevées de γ ($\sim \pm 20^\circ$).

Les deux premiers cas ont été trouvés dans les noyaux $^{163,165}\text{Lu}$ [Sch95] [Sch92] [Sch93] et les huit bandes découvertes récemment dans le noyau ^{164}Lu [Tor99] montrent les mêmes caractéristiques. Les valeurs du moment d'inertie dynamique de ces bandes sont voisines de $70 \hbar^2\text{MeV}^{-1}$ pour un $\beta_2 \sim 0.4$. Les transitions vont d'environ 300 à 1200 keV avec un espacement moyen de 50 à 60 keV.

Deux des bandes découvertes dans le noyau ^{164}Lu ont été connectées à la structure normalement déformée et la désexcitation par des transitions de type E1 semble être augmentée probablement par des corrélations octupolaires. Les deux bandes des noyaux $^{163,165}\text{Lu}$ ont elles aussi été reliées au puits normalement déformé et seule une bande découverte dans le noyau ^{167}Lu [Yan98] reste aujourd'hui "flottante".

2.1.6 Région de masse $A < 80$

Dernière région de masse où la superdéformation a été mise en évidence, elle présente certains aspects captivants. En premier lieu, l'apparition de nombres

magiques sphériques et superdéformés pour un même nombre de particules produit des exemples impressionnants de coexistence de formes. En second lieu, des transitions de liaison intenses entre les structures du second et du premier puits de potentiel peuvent être observées s’accompagnant même parfois d’une émission de particule. Ces particularités permettent l’assignation ferme du spin et de la parité des bandes superdéformées dans la plupart des cas. De plus, une considération importante pour l’étude de ces noyaux est qu’ils peuvent être soumis à différents traitements théoriques, incluant des calculs de modèle en couches sur un espace de configuration étendu, des descriptions Monte Carlo quantiques du modèle en couches et une variété d’approches de calcul du champ moyen. Ainsi ces noyaux représentent un terrain idéal de test pour comparer et confronter ces modèles complémentaires.

Comme dans le cas de la région de masse $A \sim 80$ les moments d’inertie sont faibles car compris entre 10 et 20 $\hbar^2 \text{MeV}^{-1}$ entraînant l’émission de gamma pouvant atteindre une énergie de 4 MeV. L’espacement entre deux transitions d’une bande varie de 200 keV à 1 MeV et l’énergie de ces transitions se répartissent sur une gamme allant de 800 keV à 4 MeV. Les premières évidences de la superdéformation furent d’abord découvertes dans les noyaux ^{58}Cu [Rud98] et $^{60,62}\text{Zn}$ [Sve99] [Sve97]. Puis, deux bandes rotationnelles déformées sont identifiées dans le noyau doublement magique ^{56}Ni [Rud99]. L’une d’elle est presque dégénérée en énergie avec la bande du noyau ^{58}Cu et de plus décroît partiellement par l’émission prompte d’un proton vers l’état fondamental du noyau ^{55}Co . Plus récemment, le phénomène de superdéformation a également été observé dans les noyaux ^{36}Ar [Ide01] et ^{40}Ca [Sve00].

2.2 Présentation du noyau de Terbium 151

Depuis de nombreuses années, l’équipe de spectroscopie gamma de l’Institut de Recherches Subatomiques de Strasbourg est impliquée au sein de collaborations internationales dans l’étude des propriétés du second puits des noyaux de la région des Terres Rares. Elle a tout particulièrement contribué à l’étude des noyaux superdéformés ^{147}Gd [The96], ^{149}Gd [Byr98] [Fin99] [Byr02], $^{150,151}\text{Tb}$ [Cur93] [Pet94] [Duc94] [Kha95] [Fin98] [Aou00] et ^{152}Dy [Sav96].

En particulier, l’étude du noyau ^{151}Tb fait presque partie d’une sorte de tradition au niveau du laboratoire. Dans les paragraphes suivants est compilée une partie des connaissances accumulées sur ce noyau.

2.2.1 Structure normalement déformée

Le noyau ^{151}Tb possédant cinq nucléons de valence, quatre neutrons et un proton au dessus du cœur ^{146}Gd , présente dès les premiers états excités des configurations de particules individuelles. L'assignation des configurations détaillée ci-dessous est issue des travaux effectués dans la référence [Pet94].

Les couches protons susceptibles d'être occupées par excitation sont $s_{1/2}, d_{5/2}$ et $h_{11/2}$ et pour les neutrons $f_{7/2}, h_{9/2}$ et $i_{13/2}$. La partie de faible énergie d'excitation du schéma de niveau ($J^\pi < 27/2^+$ et $J^\pi < 23/2^-$) peut être interprétée comme le couplage du proton situé dans l'orbite $h_{11/2}$ avec un état vibrationnel octupolaire pour la partie de parité positive et en termes de couplage $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{7/2}^4$ pour la partie de parité négative.

Pour les états au dessus de $35/2 \hbar$ les configurations sont données en termes de couplage neutron des différentes orbites $f_{7/2}, h_{9/2}$ et $i_{13/2}$, accompagné de la première brisure du cœur proton $\pi(d_{5/2}^{-1} h_{11/2}^4)$. La déformation associée reste faible de l'ordre de $\beta_2 = -0.1$.

A partir du spin $45/2 \hbar$, le gain en moment angulaire est assuré par l'excitation d'un proton de la couche $d_{5/2}$ pour les niveaux de parité négative et de deux protons pour la partie positive. La déformation maximale est alors de $\beta_2 = -0.21$. La brisure du cœur neutron n'intervient que pour des états de moments angulaires supérieurs à $71/2 \hbar$.

2.2.2 Structure superdéformée

La première bande superdéformée dans l'isotope ^{151}Tb fut mise en évidence par P.Fallon [Fal89] dans le cadre d'une expérience réalisée auprès du spectromètre TESSA III installé à Daresbury. La structure d'une bande excitée avait également pu être observée, sans toutefois qu'il soit possible de mesurer les énergies avec précision dû à l'efficacité photopique et au pouvoir de résolution disponibles [Byr90]. Cette dernière fut précisée et six autres bandes excitées identifiées [Kha95] grâce à l'efficacité du multidétecteur EUROGAM Phase I.

Dans ce paragraphe nous allons résumer les caractéristiques des huit bandes superdéformées assignées à l'isotope ^{151}Tb en prenant comme référence pour la bande yrast et les deux premières bandes excitées les travaux réalisés récemment par C.Finck [Fin97] sur les données de la réaction $^{130}\text{Te}(^{27}\text{Al}, 6n)^{151}\text{Tb}$ @ 155 MeV réalisée auprès du multidétecteur gamma EUROGAM phase II et pour les cinq autres bandes l'étude menée par B.Kharraja [Kha94] auprès du multidétecteur gamma EUROGAM phase I (réaction $^{130}\text{Te}(^{27}\text{Al}, 6n)^{151}\text{Tb}$ @ 154 MeV).

1. Bande Yrast SD1

L'intensité de cette bande proche de 2% par rapport à la voie de réaction $6n$ en fait l'une des bandes yrast superdéformées les plus intenses découverte jusqu'à présent dans la région de masse $A \sim 150$. Sa configuration en terme d'orbitales intruses est $\pi 6^3\nu 7^2$ (cf. fig. 2.1), le dernier proton et le dernier neutron occupant respectivement les orbitales $\pi[651]3/2(\alpha = -1/2)$ et $\nu[770]1/2(\alpha = +1/2)$ (cf. fig. 1.6 et fig. 1.7).

Cette configuration minimise au mieux l'énergie d'excitation d'après des calculs de champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé [Dud94] et des calculs de type Hartree-Fock avec une force de Skyrme SkM* [Aou00]. Le moment d'inertie dynamique expérimental est similaire sur une large gamme de fréquence de rotation avec le moment d'inertie dynamique théorique calculé pour la configuration $\pi 6^3\nu 7^2$ par la méthode Hartree-Fock ou à l'aide d'un potentiel de Woods-Saxon.

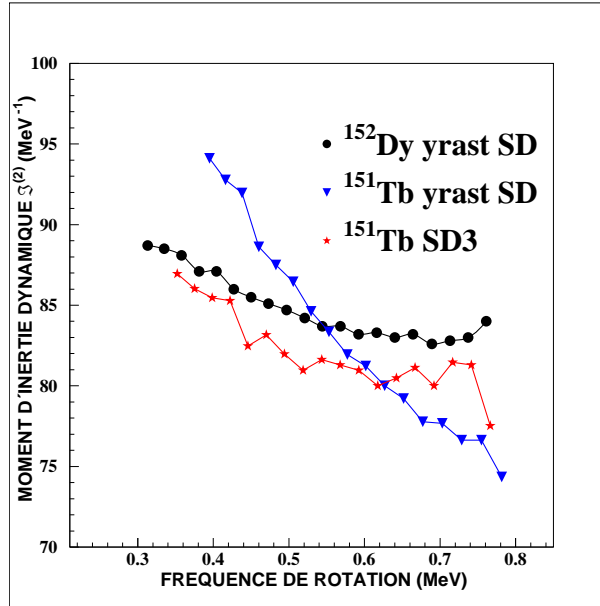


FIG. 2.1 – Comparaison des moments d'inertie dynamiques de la bande yrast superdéformée du noyau ^{152}Dy et des bandes superdéformées partenaires en signature 1 et 3 du noyau ^{151}Tb . Evolution du moment d'inertie dynamique en fonction des configurations $\pi 6^4$ (bande yrast du noyau ^{152}Dy), $\pi 6^3$ (bande yrast du noyau ^{151}Tb) et $\pi 6^4([651]3/2)^{-1}$ (bande 3 du noyau ^{151}Tb).

Les états normalement déformés alimentés par la désexcitation de la bande yrast superdéformée sont résumés dans le tableau 2.1 ci-dessous.

ND SD	69/2 ⁺	67/2 ⁻	63/2 ⁻	61/2 ⁺	59/2 ⁻	57/2 ⁻	55/2 ⁻	intensité totale	$\langle S_\rho \rangle$ (\hbar)
854	3 ± 3	8 ± 2	0	19 ± 9	0	0	0	30 ± 9	31.7 ± 1.0
811	2 ± 2	0	0	7 ± 5	4 ± 2	10 ± 8	0	23 ± 9	29.8 ± 0.6
768	0	0	8 ± 3	0	1.5 ± 0.5	2 ± 1	5 ± 2	17 ± 3	28.9 ± 1.3
Total	5 ± 5	8 ± 2	8 ± 3	26 ± 14	5.5 ± 2.5	12 ± 9	5 ± 2	70 ± 21	30.1 ± 2.9

TAB. 2.1 – Répartition en intensité de la désexcitation de la bande yrast superdéformée sur les états du puits normalement déformé du noyau ^{151}Tb .

La valeur $\langle S_\rho \rangle$ représente le spin moyen d'entrée dans les états normalement déformés, défini par l'équation (1.110) dans le paragraphe 1.4.3 du premier chapitre. L'état 61/2⁺ de même parité que la bande semble jouer un rôle particulier dans la désexcitation puisqu'il est alimenté à hauteur de 26%. La majeure partie de l'intensité de la bande (environ 70%) se répartit dans la région de spin $\sim 30 \hbar$. Les 30% manquants se retrouvent pour des états plus bas en moment angulaire, respectivement 18 ± 4% pour l'état de spin 19/2⁻ et 13 ± 2 % pour l'état de spin 15/2⁺. Ce fait peut s'expliquer par l'alimentation d'états normalement déformés non observés, de nature collective ou non, ou par l'alimentation d'états isomériques de durée de vie relativement longue pouvant ainsi échapper à l'observation lors de la sélection d'événements prompts.

En considérant l'assignation en moment angulaire de I.Ragnarsson [Rag93] pour la bande yrast, soit 73/2⁺, 69/2⁺ et 65/2⁺ (ces valeurs étant données à 2 \hbar près) pour les niveaux respectivement atteints par les transitions 854, 811 et 768 keV, nous pouvons en déduire l'écart moyen ΔI en spin entre l'état superdéformé qui se désexcite et les états normalement déformés qu'il alimente. Nous obtenons alors respectivement pour les états superdéformés de spin 73/2⁺, 69/2⁺ et 65/2⁺ les valeurs $\Delta I = 4.8 \hbar$, $4.7 \hbar$ et $3.6 \hbar$.

2. Bandes SD2 et SD3

La première bande excitée SD2 du noyau ^{151}Tb est identique à la bande yrast du noyau ^{152}Dy (cf. fig. 2.3). Il lui a donc été assigné la même configuration d'orbitales intruses $\pi 6^4\nu 7^2$. Le proton excité vers la couche $N = 6$ pouvant être issu de l'orbite de parité naturelle $\pi[301]1/2(\alpha = \pm 1/2)$ la détermination de la signature la plus probable fut effectuée par minimisation de l'énergie d'excitation. L'orbitale avec $\alpha = +1/2$ étant plus favorable énergétiquement, la configuration finale

devient $\pi 6^4 [[301]1/2(\alpha = +1/2)]^{-1} \otimes \nu 7^2$. Le moment d'inertie dynamique expérimental de cette bande est bien reproduit par un calcul Hartree Fock en appliquant une correction de facteur d'échelle.

La bande SD3 possède des transitions d'énergies voisines de celles de la bande SD2 à moins de 4 keV près sur une large gamme d'énergie conduisant à un moment d'inertie dynamique similaire. Elle pourrait donc être interprétée en terme d'orbitales comme l'excitation d'un proton d'une orbite de parité naturelle vers la couche $N = 6$. L'excitation d'une couche plus basse est improbable car l'intensité de cette bande devrait être très faible alors qu'elle est de 35% relativement à la bande yrast. Une proposition est avancée assignant la bande SD3 comme l'excitation de l'orbitale intruse $\pi[651]3/2(\alpha = -1/2)$ vers l'orbitale intruse $\pi[651]3/2(\alpha = +1/2)$.

L'étude de la désexcitation de la bande SD2 menée initialement par C.M.Petrache avait conduit à la seule observation de l'alimentation des états normalement déformés de parité positive $(45/2^+)$, $(39/2^+)$ et $(35/2^+)$.

L'étude suivante menée par C.Finck a montré que l'état de parité négative $(47/2^-)$ était également alimenté de manière conséquente, et qu'une part importante du flux se retrouvait dans des états de parité positive selon la répartition indiquée dans le tableau 2.2. L'intensité plus faible de ces deux bandes excitées n'a permis qu'une estimation du spin moyen d'entrée global évalué respectivement à $20.4 \hbar$ et $21.5 \hbar$ pour les bandes SD2 et SD3.

ND SD	47/2 ⁻	45/2 ⁺	41/2 ⁺	39/2 ⁺	37/2 ⁺	35/2 ⁺	31/2 ⁻	intensité totale	$\langle S_\rho \rangle$ (\hbar)
B2	23	17	18	16	19	0	12	105	20.4
B3	27	13	26	7	7	2	0	82	21.5

TAB. 2.2 – Répartition de l'intensité dans les états du puits normalement déformé alimentés par les bandes superdéformées 2 et 3 du noyau ^{151}Tb .

Leur configuration étant identique pour les neutrons, la différence d'occupation par des protons des orbitales $\pi[301]1/2(\alpha = +1/2)$ et $\pi[651]3/2(\alpha = -1/2)$ semble avoir peu d'influence sur les états normalement déformés alimentés. Outre ces valeurs de moment angulaire d'entrée très proches, ces deux bandes présentent une autre similitude. Bien que de parité opposée, elles alimentent fortement l'état $(47/2^-)$ à hauteur de 23% et 27%.

2.2. PRÉSENTATION DU NOYAU DE TERBIUM 151

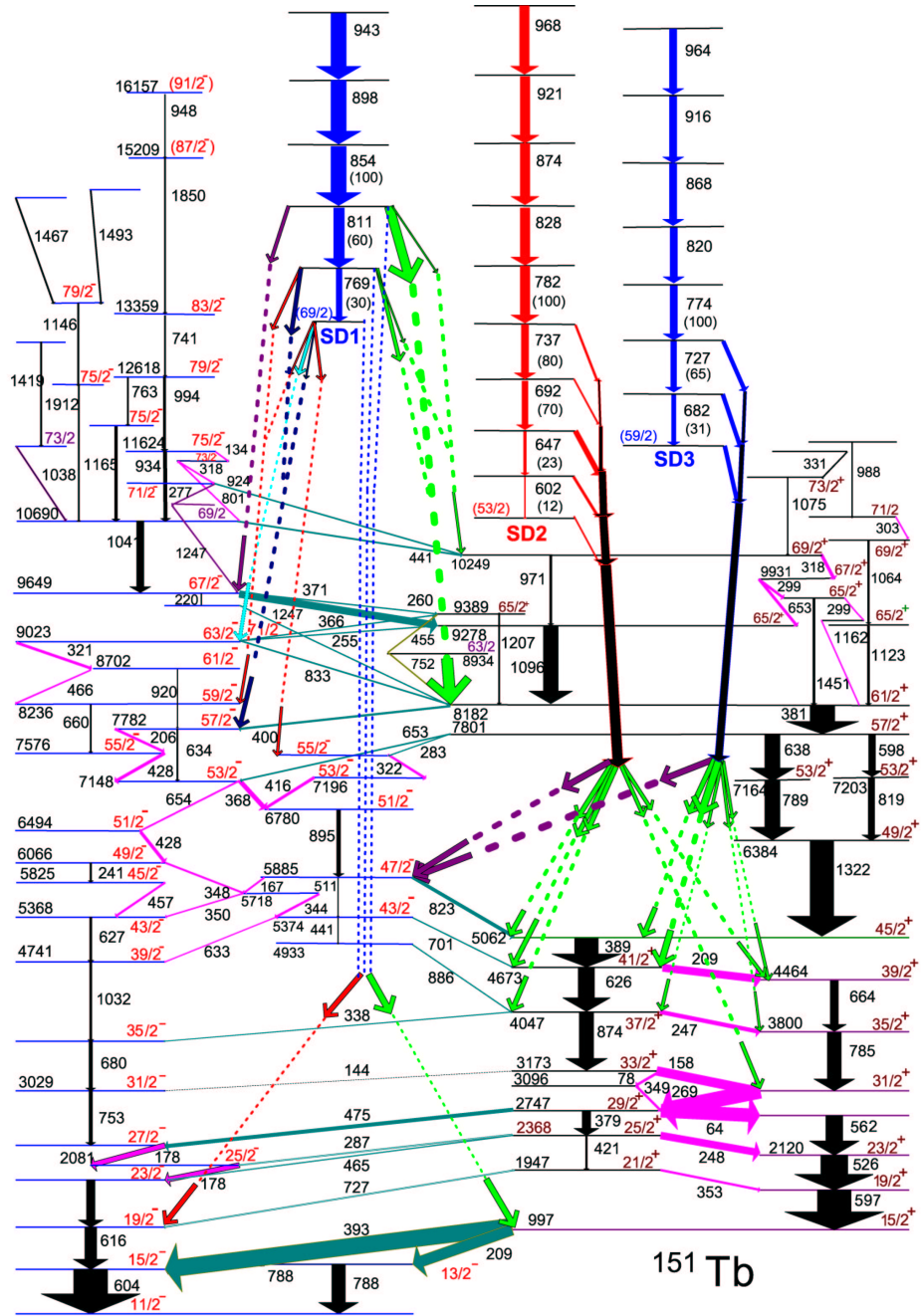


FIG. 2.2 – Schéma de niveaux du noyau ^{151}Tb [Bec97]. Détail des différents états normalement déformés alimentés par les bandes superdéformées yrast SD1, SD2 et SD3.

3. Bande SD4

Les énergies des transitions gamma de cette bande sont inférieures en moyenne de 6 keV à celles de la bande 2 du noyau ^{151}Tb et les moments d'inertie dynamique de ces deux bandes sont donc très similaires. Ceci est particulièrement vrai pour les fréquences de rotation supérieures à 0.47 MeV et semble indiquer un même état d'occupation d'orbitales intruses. La comparaison des valeurs expérimentale et théorique de l'alignement effectif de la bande 4 relativement à la bande yrast du noyau ^{152}Dy pour l'orbitale proton $\pi[301]1/2(\alpha = +1/2)$ donne un bon accord pour $\hbar\omega \geq 0.45$. Cette observation suggère que la bande 4 est partenaire en signature de la bande 2 avec pour configuration $\pi 6^4[\pi[301]1/2(\alpha = -1/2)]^{-1} \otimes \nu 7^2$.

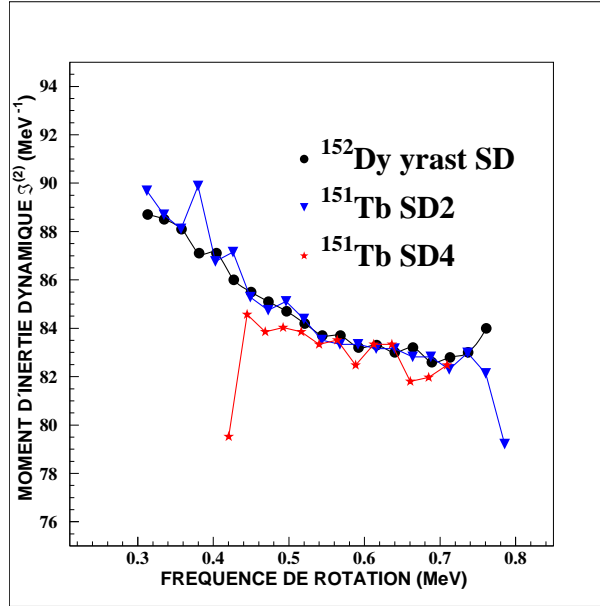


FIG. 2.3 – Comparaison des moments d'inertie dynamiques de la bande yrast superdéformée du noyau ^{152}Dy et des bandes superdéformées partenaires en signature 2 et 4 du noyau ^{151}Tb .

4. Bandes SD5 à SD8

Les énergies des transitions gamma de la bande SD5 (resp. SD6) sont au 1/4 (resp. au 3/4) par rapport à celles de la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb . Ces deux bandes sont donc partenaires en signature. Leur moment d'inertie dynamique est identique à celui de la bande yrast du noyau ^{150}Tb sur tout le domaine de fréquence observé, indiquant une même configuration en terme d'orbitales intruses. Ces deux bandes sont associées

à l'excitation du 86^{ème} neutron de l'orbite intruse $[770]1/2(\alpha = +1/2)$ vers une des orbitales de parité naturelle se trouvant au-dessus du gap $N = 86$ (cf. fig. 2.4).

Les calculs théoriques, utilisant un potentiel d'oscillateur harmonique déformé, prévoient l'existence de trois paires d'orbitales $[521]3/2$, $[514]9/2$ et $[402]5/2$. La détermination de l'orbite concernée est faite en comparant les valeurs de l'alignement effectif de ces deux bandes avec les valeurs théoriques calculées pour chacune de ces orbitales en prenant la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb comme référence. Le résultat suggère l'excitation neutron de l'orbitale $[770]1/2(\alpha = +1/2)$ vers $[402]5/2(\alpha = \pm 1/2)$.

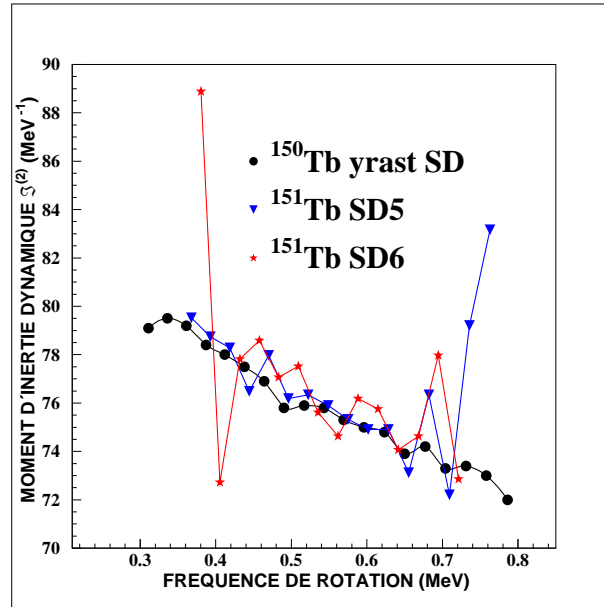


FIG. 2.4 – Comparaison des moments d'inertie dynamiques de la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb et des bandes superdéformées partenaires en signature 5 et 6 du noyau ^{151}Tb .

Les énergies des transitions de la bande SD8 sont à mi-parcours de celles de la bande SD7, traduisant un comportement de bandes partenaires en signature. Le moment d'inertie dynamique des bandes 7 et 8 a un comportement similaire à celui de la bande yrast du noyau ^{150}Tb (cf. fig. 2.5). Et la comparaison entre les alignements effectifs calculé et déduit des valeurs expérimentales donne une configuration liée à l'excitation du 86^{ème} neutron de l'orbitale $[770]1/2(\alpha = -1/2)$ vers $[521]3/2(\alpha = \pm 1/2)$.

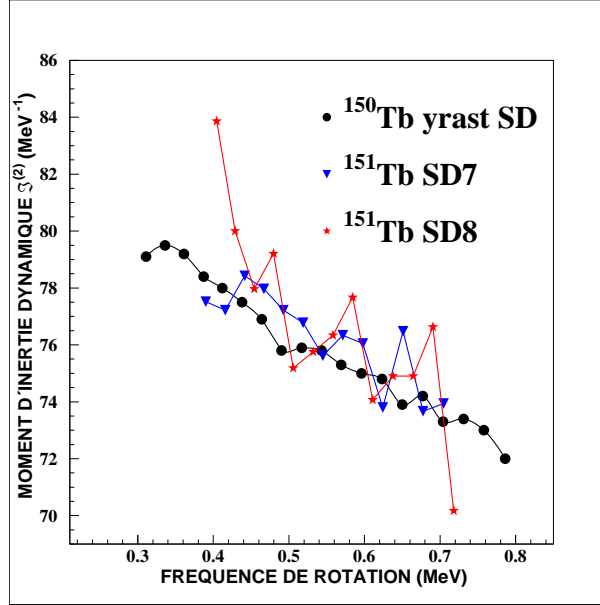


FIG. 2.5 – Comparaison des moments d’inertie dynamiques de la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb et des bandes superdéformées partenaires en signature 7 et 8 du noyau ^{151}Tb .

Le tableau 2.3 présente les assignations de spins théoriques calculées par N.El Aouad et collaborateurs [Aou00]. La différence constatée pour le cas de la bande yrast par rapport aux estimations de I.Ragnarsson précédemment introduites montre la difficulté rencontrée pour assigner une valeur de spin définitive pour ces bandes flottantes et souligne l’intérêt des mesures visant à trouver des transitions de liaison discrètes entre les puits super- et normalement déformés.

Bandes SD	Excitation	Configuration	Identité	Spin $I_0(\hbar)$	$E_{\gamma}^{I_0+2 \rightarrow I_0}(\text{keV})$
1	yrast	$\pi 6^3 \otimes \nu 7^2$	^{152}Dy yrast	$69/2^+$	768.4
2	proton	$\pi 6^4([301]1/2(\alpha = -1/2))^{-1} \otimes \nu 7^2$	^{152}Dy yrast	$57/2^-$	646.5
3	proton	$\pi 6^4([651]3/2(\alpha = +1/2))^{-1} \otimes \nu 7^2$	^{152}Dy yrast	$63/2^+$	727.1
4	proton	$\pi 6^4([301]1/2(\alpha = +1/2))^{-1} \otimes \nu 7^2$	^{152}Dy yrast	$75/2^-$	865.8
5	neutron	$\pi 6^3 \otimes \nu 7^1([521]3/2(\alpha = +1/2))^{+1}$	^{150}Tb yrast	$65/2^+$	710.1
6	neutron	$\pi 6^3 \otimes \nu 7^1([521]3/2(\alpha = -1/2))^{+1}$	^{150}Tb yrast	$75/2^+$	838.2
7	neutron	$\pi 6^3 \otimes \nu 7^1([402]5/2(\alpha = -1/2))^{+1}$	^{150}Tb yrast	$67/2^-$	753.9
8	neutron	$\pi 6^3 \otimes \nu 7^1([402]5/2(\alpha = +1/2))^{+1}$	^{150}Tb yrast	$69/2^-$	785.0

TAB. 2.3 – Configurations théoriques des huit bandes superdéformées du noyau ^{151}Tb et valeurs des spins de sortie prédites à l’aide de la méthode Hartree-Fock avec une force SkM^* et sans pairing. La valeur du spin de sortie correspond aux états alimentés par la dernière transition mesurée et identifiée dans la dernière colonne.

2.3 Présentation du noyau de Dysprosium 152

Ce noyau présente de nombreux effets de structures, une coexistence de formes dans le premier puits et a la particularité d'être doublement magique dans le second puits. Il fait donc l'objet de nombreuses expériences et divers calculs théoriques. Dans les paragraphes suivants nous ferons une courte revue de ses principales caractéristiques.

2.3.1 Structures sphériques et normalement déformées

La structure du noyau ^{152}Dy a été fréquemment étudiée et est bien documentée [Kho78] [Mer79]. A bas spin, jusqu'à $I = 8 \hbar$, les états yrast sont de nature quasivibrationnelle. Pour les spins plus élevés, une structure irrégulière d'états individuels d'excitation à une particule constituent la partie la plus intense du schéma de niveaux.

Parallèlement à celle-ci se développe une branche plus faible construite sur une séquence $\Delta I = 2$ caractéristique d'un rotor déformé allongé. Observée initialement par J.Styczeń et collaborateurs [Sty83], cette bande déformée fut par la suite étendue depuis le spin $I^\pi = 18^+$ jusqu'à $I^\pi = 40^+$ [Nya86]. Cette bande représentant environ 4% du flux total de décroissance du noyau a été proposée comme une structure à quatre quasiparticules dans laquelle une paire de protons $h_{11/2}$ et une paire de neutrons $i_{13/2}$ sont alignées sur l'axe de rotation.

Des calculs de type Strutinsky avec cranking, utilisant un potentiel Woods-Saxon et négligeant l'appariement (qui devrait être une bonne approximation pour des spins supérieurs à $20 \hbar$) furent effectués par J.Dudek et W.Nazarewicz [Dud85]. Ceux-ci prévoient l'existence d'une structure de faible déformation allongée $\beta_2 = 0.15$ avec un coefficient de triaxialité d'environ $\gamma = 15^\circ$ comme étant la structure collective de plus basse énergie pour un spin compris entre 20 et $40 \hbar$ et correspondant probablement à la bande rotationnelle A [Nya86]. Pour les spins plus élevés, des bandes plus déformées avec $\beta_2 = 0.35$ et $\gamma = 25^\circ$ sont également prédites.

Récemment, l'observation de deux nouvelles bandes de parité négative, notées B et C d'intensité relative à la bande A respectivement de 30% et 20% (cf. fig. 2.6), a permis d'étendre le concept de coexistence de formes [Smi00]. Une nouvelle étude menée par D.E.Appelbe et collaborateurs [App02] a conduit à une comparaison de l'alignement de la bande A associée à une structure modérément déformée avec celui de noyaux ayant un nombre de neutrons $N \geq 90$ tel que les noyaux ^{156}Dy , ^{157}Ho et ^{158}Er établis comme de bons rotors. Les différences observées ont suggéré que la déformation de cette bande normalement déformée yrast était d'une toute autre nature que celle initialement envisagée. Des calculs

récents par TRS (Total Routhian Surface) ont montré à haut spin en plus du minimum superdéformé et de celui à particules individuelles ($\gamma = 55^\circ$) la présence de deux minima triaxiaux, l'un avec une grande valeur γ positive et l'autre avec une petite valeur γ négative. La bande A est donc maintenant associée à des paramètres de déformation $\beta_2 \approx 0.30$ et $\gamma \approx 20^\circ$ et est renommée TD1.

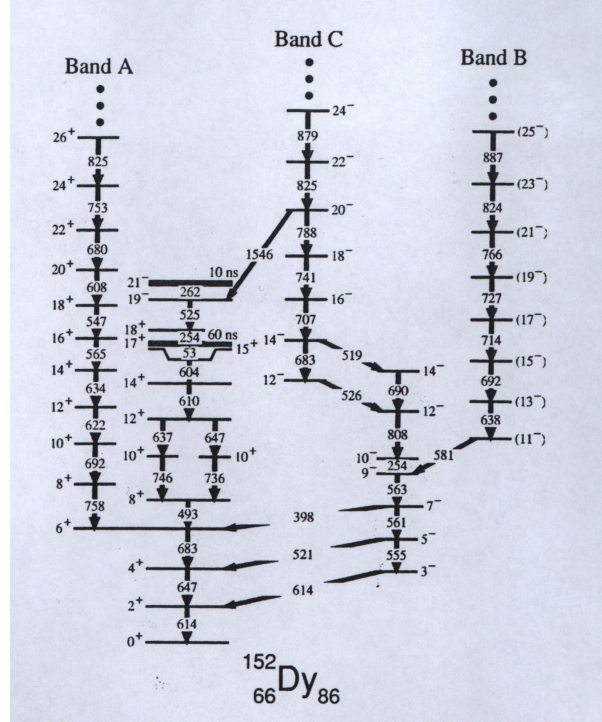


FIG. 2.6 – Bandes triaxiales normalement déformées du noyau ^{152}Dy [Smi00].

Les bandes superdéformées triaxiales découvertes récemment dans les noyaux $^{163,164,165}\text{Lu}$ [Sch95] [Tor99] ont été expliquées par la formation de larges gaps neutron à $N = 94$ et proton à $Z = 71$. De plus, pour ces valeurs de nucléons et pour $\gamma \approx 20^\circ$ et $\beta_2 \approx 0.4$ il a été noté que les orbitales $\nu[402]_{\frac{3}{2}}$ et $\pi[402]_{\frac{5}{2}}$ croisent le niveau de Fermi et sont donc vidées. Ainsi, libérer ces orbitales lorsqu'elles sont proches du niveau de Fermi entraîne une forte composante γ .

Dans le cas du ^{152}Dy , l'orbitale $\nu[402]_{\frac{3}{2}}$ est également proche de la surface de Fermi quand $\beta_2 \approx 0.3$ et $N = 86$, entraînant le même effet que dans le cas précédent. Les deux bandes excitées B et C ont été elles aussi renommées respectivement TD2 et TD3. Le moment d'inertie dynamique de la bande TD2 étant similaire à celui de la bande TD1 des noyaux ^{152}Dy et ^{153}Ho , sa configuration est associée à une excitation proton de l'orbitale $\pi[402]_{\frac{5}{2}}$ vers $\pi[541]_{\frac{1}{2}}$ et à l'occupa-

tion de deux orbitales neutron $i_{13/2}$. La bande TD3 présente des similarités avec la bande TD1 du noyau ^{153}Dy , et peut s'interpréter comme l'occupation de trois orbitales $\nu i_{13/2}$ et l'excitation d'un neutron de l'orbitale $\nu[400]_{\frac{1}{2}}$ vers $\nu[651]_{\frac{3}{2}}$.

2.3.2 Structures superdéformées

La bande yrast superdéformée se compose de 19 transitions avec des énergies s'étalant entre 602 et 1449 keV correspondant à un moment d'inertie $\mathcal{J}^{(2)}$ très plat en fonction de la fréquence de rotation de valeur moyenne $84 \hbar^2 \text{MeV}^{-1}$. L'énergie d'excitation, le spin et la parité de cette bande ont été fermement établis récemment grâce à la découverte d'une transition de liaison de type E1 de 4011 keV (cf. fig 2.7) reliant l'état superdéformé alimenté par la transition de 693 keV à l'état sphérique yrast de spin 27^- [Lau02] (cf. fig. 2.8). Ainsi, le membre le plus bas de cette bande superdéformée a une énergie d'excitation de 10644 keV et un spin et une parité déterminés comme 24^+ .

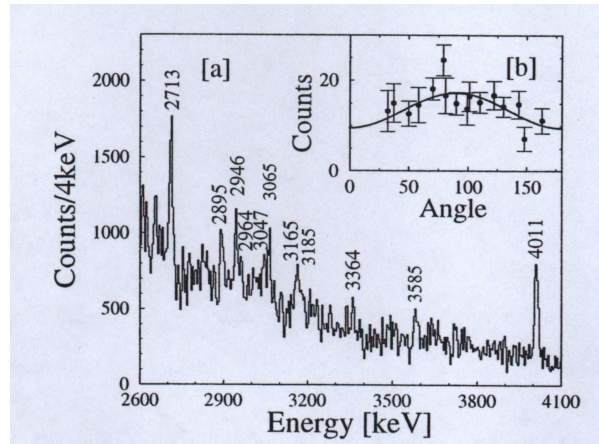


FIG. 2.7 – Transitions de liaison entre la bande yrast superdéformée et le puits normalement déformé dans le noyau ^{152}Dy [Lau02].

Outre la bande yrast, cinq autres bandes excitées ont été découvertes par P.J.Dagnall et collaborateurs en 1994 [Dag94]. L'intensité de ces bandes excitées est faible comparée à celles rencontrées pour d'autres noyaux dans cette région de masse et n'excède pas 8% relativement à la population de la bande yrast. Cette observation prouve l'existence d'un large gap en énergie pour les protons et les neutrons entre les configurations yrast et excitées jusqu'à haut spin ($> 50 \hbar$) où ces états sont peuplés.

La bande excitée SD6 s'est révélée comme se désexcitant partiellement vers la bande yrast, et une étude récente menée par T.Lauritsen et collabora-

teurs [Lau02] a mis en évidence trois transitions de type dipolaire reliant ces deux bandes. Ainsi, l'énergie d'excitation du plus bas niveau de cette bande excitée a pu être fixée à 14239 keV. Les états ont été déterminés de parité négative et de spin impair. Les propriétés mesurées sont de plus en accord avec une interprétation en termes de bande rotationnelle construite sur une vibration collective octupolaire.

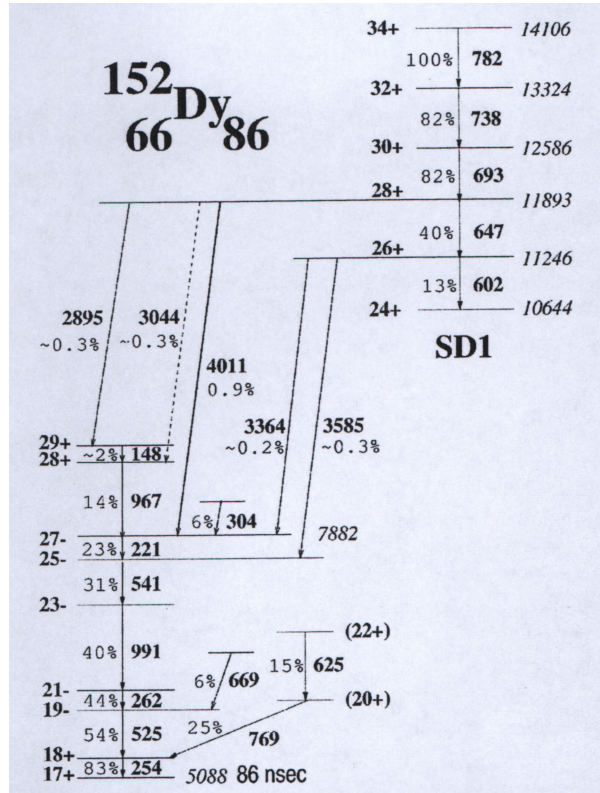


FIG. 2.8 – Détail du schéma de niveaux du noyau ^{152}Dy montrant la partie basse de la bande *yrast* superdéformée et les états normalement déformés principalement alimentés par sa désexcitation [Lau02].

Parmi les cinq bandes superdéformées excitées découvertes, seule la bande SD3 possède un moment d'inertie dynamique inférieur à $80 \hbar^2 \text{MeV}^{-1}$ et aucune assignation de configuration satisfaisante n'avait pu être établie pour cette bande pouvant produire un $\mathcal{J}^{(2)}$ caractéristique d'une configuration superdéformée d'un noyau voisin.

Récemment, une nouvelle bande superdéformée avec un $\mathcal{J}^{(2)}$ supérieur à $80 \hbar^2 \text{MeV}^{-1}$ a été rapportée par K.Lagergren [Lag01] dans le noyau ^{154}Er et il a été proposé que la bande superdéformée initialement découverte ayant un $\mathcal{J}^{(2)}$

plus faible d'environ $76 \hbar^2 \text{MeV}^{-1}$ soit une bande superdéformée triaxiale similaire à celles des isotopes de Lutecium. Par conséquent, la bande SD3 du noyau ^{152}Dy présentant un $\mathcal{J}^{(2)}$ du même ordre de grandeur que celui des bandes superdéformées triaxiales dans les noyaux $^{163,164,165}\text{Lu}$ et ^{154}Er , est supposée être triaxiale et nommée dorénavant TSD1.

La somme considérable et la qualité des informations recueillies sur le phénomène de superdéformation a été rendue possible grâce à la conjonction de trois facteurs : la précision de la spectroscopie gamma, l'utilisation de détecteurs semi-conducteurs Germanium et l'avènement des multidétecteurs. Il faut également souligner l'importance du développement d'outils et de techniques d'analyse capables de traiter les quantités toujours plus importantes de données collectées auprès de ces appareillages. Nous nous proposons dans le chapitre suivant de passer en revue les différentes étapes menant de l'acquisition au traitement des données.

- “Comment ça va aujourd’hui?”
- “Comme un jour où j’étalonne EUROBALL...”

DE

L’ACQUISITION

AU

TRAITEMENT DES DONNÉES

Chapitre 3

DE L'ACQUISITION AU TRAITEMENT DES DONNÉES

La spectroscopie gamma a démontré depuis de nombreuses années qu'elle était une technique puissante et précise pour explorer les divers aspects de la structure nucléaire.

Pour repousser toujours plus loin les limites d'observation des phénomènes rares prédits par la théorie, de nouveaux multidétecteurs avec une efficacité et un pouvoir de résolution encore meilleurs ont été développés. En parallèle de ceux-ci, de nouvelles techniques d'analyse ont été imaginées afin de traiter l'énorme quantité de données produite par ces instruments.

Dans ce chapitre nous présenterons les étapes successives, en partant du principe de détection des rayons gamma pour arriver jusqu'au traitement des événements physiques collectés en vue de l'analyse. Puis nous exposerons diverses études menées dans le cadre des techniques d'analyse.

3.1 Détection des événements gamma

Cette partie ne vise pas à développer de manière exhaustive les processus physiques et les techniques impliqués dans le domaine de la détection mais à présenter les aspects importants à considérer en spectroscopie gamma. Pour de plus amples détails et précisions, se reporter à la référence [Kno89]

3.1.1 interaction rayonnement-matière

Les photons ayant une énergie comprise entre quelques keV et quelques dizaines de MeV interagissent avec la matière suivant trois mécanismes (cf. fig. 3.1):

- **l'effet photoélectrique** : dominant à basse énergie, il correspond à l'absorption totale d'un photon incident qui cède toute son énergie à un électron d'une couche atomique du matériau.
- **la diffusion Compton** : prédominante pour des énergies de l'ordre de quelques centaines de keV à quelques MeV, elle est due au fait que le photon incident ne cède qu'une partie de son énergie à un électron du matériau. Après interaction le photon diffusé a une énergie régie par la loi suivante :

$$E_{\gamma}^{dif} = \frac{E_{\gamma}^{inc}}{1 + \frac{E_{\gamma}^{inc}}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (3.1)$$

où E_{γ}^{inc} est l'énergie du photon incident, m_e la masse de l'électron et θ l'angle créé entre la direction du photon incident et celle du photon diffusé.

Un pic d'absorption totale est composé majoritairement d'évènements de diffusion Compton multiple suivi d'un effet photoélectrique. Il est alors fréquent qu'un gamma diffusé s'échappe du matériau composant le détecteur, et que l'énergie collectée ne soit pas égale à l'énergie du rayonnement incident. De tels évènements génèrent dans le spectre gamma un fond continu néfaste à l'observation de pics de faible intensité.

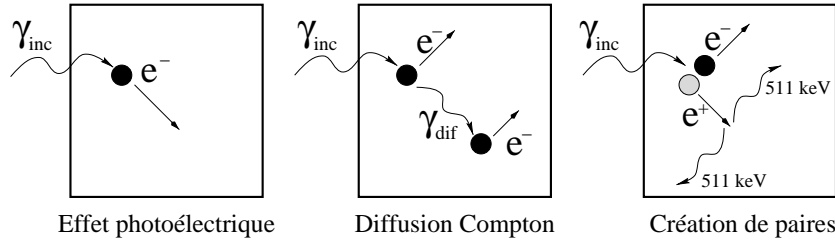


FIG. 3.1 – Schéma des différents principes d'interaction gamma - matière.

- **le processus de création de paires** : pour un photon incident d'énergie supérieure à deux fois l'énergie de masse de l'électron, soit 1022 keV, une paire électron-positron peut être produite. Le positron créé va s'annihiler lors d'une collision avec un électron, engendrant deux gamma de 511 keV émis à 180°. Si l'un ou les deux gamma créés ne sont pas réabsorbés, l'énergie collectée correspondra à un pic de premier et/ou de deuxième échappement.

L'effet photoélectrique est l'interaction la plus intéressante pour la détection puisque l'énergie du photon incident est totalement convertie. Malheureusement, la gamme d'énergie utile pour couvrir l'étude complète des phénomènes liés à la superdéformation va d'une centaine de keV à quelques MeV, région d'énergie où l'effet Compton est prépondérant.

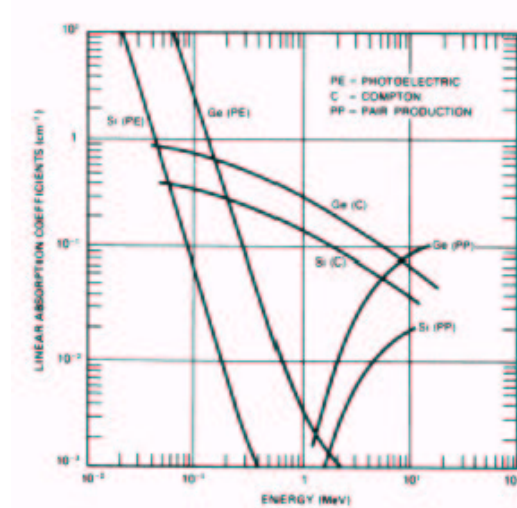


FIG. 3.2 – Coefficients d'absorption des différents mécanismes d'interaction rayonnement-matière pour les matériaux semi-conducteurs Germanium et Silicium.

Le choix du matériau constituant le détecteur est déterminant pour les caractéristiques de celui-ci. En effet, la section efficace de détection est proportionnelle à une puissance de la charge atomique de l'atome composant le matériau (cf. fig. 3.2), tandis que la résolution en énergie est proportionnelle à la racine carrée du nombre de porteurs de charges créés par le rayonnement. La spectroscopie gamma requiert des détecteurs présentant une bonne résolution en énergie et une grande efficacité de détection. Pour répondre à ces critères, le choix du matériau s'est porté sur le Germanium, semi-conducteur de plus grand numéro atomique pouvant être produit en cristal de gros volume.

L'efficacité de détection reste toutefois modeste et la diffusion Compton hors du cristal demeure l'effet dominant. La réduction du fond Compton par l'emploi d'une enceinte de réjection entourant le matériau Germanium est donc indispensable. Cette enceinte est constituée d'un matériau scintillateur d'efficacité de détection aussi grande que possible.

Dans le paragraphe suivant nous allons présenter ces deux types de détecteurs employés en spectroscopie gamma pour leurs propriétés complémentaires.

3.1.2 Semi-conducteur (GeHP) et scintillateur BGO

– Détecteurs semi-conducteurs :

Dans un solide cristallin, les électrons occupent des niveaux d'énergie situés à l'intérieur de bandes d'énergies permises (bande de valence et bande de conduction) séparées par des bandes interdites. Dans le cas des semi-conducteurs, l'espace interdit entre ces deux types de bandes étant très faible, l'excitation thermique suffit à faire passer des électrons de la bande de valence à la bande de conduction constituant la conduction intrinsèque. La présence d'impuretés, et ce même à l'état de traces dans un matériau hyper pur, va modifier considérablement la conductivité d'un semi-conducteur.

Deux dopants de nature différente peuvent être ainsi introduits :

- les impuretés de type n (ou donneurs), caractérisant le semi-conducteur de type N.
- les impuretés de type p (ou accepteurs), caractérisant le semi-conducteur de type P.

Les niveaux d'énergie introduits dans la bande interdite par les impuretés dopantes étant situés très près des bandes de conduction (pour les donneurs) ou de valence (pour les accepteurs), les interactions (ionisation et échange d'électrons) entre les dopants et la bande permise s'effectuent moyennant un apport d'énergie beaucoup plus faible que celui consistant à faire passer un électron de la bande de valence à la bande de conduction.

L'absorption de l'énergie E_0 d'un rayonnement dans un semi-conducteur se traduit par la création d'un nombre N de paires électrons-trous, qui dépend de l'énergie du rayonnement et du matériau :

$$N = \frac{E_0}{w} \quad (3.2)$$

L'énergie w nécessaire à la création d'une paire est liée à la largeur de la bande interdite du semi-conducteur. Pour les matériaux usuels, le nombre de paires électrons-trous créées est environ dix fois supérieur à celui obtenu à l'aide de détecteurs gazeux ou de scintillateurs, impliquant une résolution nettement meilleure.

La collecte de la totalité des paires créées peut engendrer aux bornes du détecteur un signal électrique dont l'amplitude sera, en principe, proportionnelle à l'énergie déposée par le rayonnement incident. Dans ce but, il convient de former dans le volume du semi-conducteur une région sensible, désertée de porteurs libres, et dans laquelle règne un champ électrique apte à séparer les porteurs créés et à les drainer vers des électrodes de collecte.

Ce type de zone est obtenu avec des semi-conducteurs par la polarisation en inverse d'une jonction P-N. La largeur d de la zone de déplétion dépend de la tension appliquée V et de la concentration en impuretés C :

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon V}{eC}} \quad (3.3)$$

où ϵ est la permittivité du matériau et e la charge de l'électron.

Par exemple, pour un cristal de Germanium de haute pureté dont la concentration en impuretés est d'environ 10^{10} atomes/ cm^3 , quelques kiloVolts suffisent pour obtenir une zone désertée de plusieurs centimètres.

Le Germanium ($Z = 32$ et $w = 2.96$ eV) possède une meilleure efficacité que le Silicium ($Z = 14$ et $w = 3.62$ eV) puisque son numéro atomique est plus élevé. De plus, pour une même énergie incidente, un plus grand nombre de porteurs de charge est créé, améliorant la résolution grâce à une plus faible fluctuation statistique du nombre de porteurs collectés.

En outre, il est possible d'obtenir des cristaux de Germanium hyper purs (GeHP) de gros volume ($\approx 70 - 80$ mm de diamètre et jusqu'à 140 mm de long). Son seul inconvénient est la faible largeur de sa bande interdite (0.77 eV), nécessitant le refroidissement de la diode à la température de l'azote liquide ($T = 77K$) pour éviter un important bruit de fond thermique.

La diode de Germanium hyper pur est donc le détecteur idéal pour la spectroscopie gamma. Dans ce matériau, le contact n+ est obtenu par diffusion de Lithium (épaisseur ~ 0.5 à 1 mm) et le contact p+ par implantation de Bore (épaisseur ~ 0.5 mm).

Nous allons à présent définir les principales caractéristiques du détecteur Germanium. La résolution intrinsèque ΔE_{γ}^{int} est définie comme la largeur à mi-hauteur d'un pic ou FWHM (Full Width Half Maximum).

Cette dernière est déterminée par plusieurs facteurs :

- la distribution statistique due au nombre de porteurs de charges : ΔE_D
tel que $\Delta E_D^2 = (2,36)^2 F w E_\gamma$
 F étant le facteur de Fano et w l'énergie moyenne de création de paires
- l'efficacité de collection des charges : ΔE_X
- le bruit électronique : ΔE_E

$$\Delta E_\gamma^{int} = FWHM = \sqrt{\Delta E_D^2 + \Delta E_X^2 + \Delta E_E^2} \quad (3.4)$$

L'efficacité de détection peut être définie de plusieurs manières. L'efficacité intrinsèque absolue ϵ_{abs} correspond à la probabilité de détecter un rayonnement gamma dans le détecteur quelque soit le mode d'interaction, tandis que l'efficacité intrinsèque "photopic" ϵ_{ph} donne la probabilité de détecter un événement de pleine absorption ("photopic") :

$$\epsilon_{abs} = \frac{N_{det}}{\Omega N_{emis}} \quad \text{et} \quad \epsilon_{ph} = \frac{N_{pic}}{\Omega N_{emis}} \quad (3.5)$$

où Ω est l'angle solide du détecteur, N_{emis} le nombre de rayonnements gamma émis par la source, N_{det} le nombre total d'événements détectés et N_{pic} le nombre d'événements dans le "photopic".

Pour permettre plus facilement les comparaisons entre cristaux de Germanium, une efficacité relative calculée par rapport à l'efficacité d'un scintillateur NaI 3' x 3' est couramment employée :

$$\epsilon\omega_{ph,rel}^{Ge} = \frac{(\epsilon\omega_{ph}^{Ge})}{(\epsilon\omega_{ph}^{NaI})} \times 100 \quad (3.6)$$

où $\epsilon\omega_{ph}^{NaI} = 12.44 \times 10^{-4}$.

Les efficacités des deux détecteurs sont mesurées à une énergie donnée, correspondant à la raie de 1332 keV de la source ^{60}Co et pour une distance source-cristal de 25 cm.

– Détecteurs scintillateurs :

Le principe de scintillation, ou fluorescence, consiste en l'émission prompte ou retardée d'une radiation dans le domaine du visible ou proche du visible par un matériau juste après son excitation par un photon ou une particule chargée. Les scintillateurs sont couplés à des photomultiplicateurs

afin de transformer la lumière émise en photoélectrons à l'aide d'une photocathode. Les électrons ainsi libérés sont collectés et multipliés le long d'une série d'une dizaine de dynodes. Pour que la lumière collectée soit proportionnelle à l'énergie déposée, la conversion et l'amplification doit être linéaire sur la plus grande gamme possible.

De manière générale, les caractéristiques d'un scintillateur se distinguent par une réponse rapide entachée d'une mauvaise résolution, due au faible nombre de photoélectrons créés entraînant une grande fluctuation statistique (par exemple, le nombre de porteurs ou de photo-électrons générés par l'absorption d'un rayonnement gamma de 1 MeV est d'environ 3×10^5 pour le Germanium et de quelques centaines à quelques milliers pour les scintillateurs).

Par contre, un scintillateur inorganique comme le germanate de bismuth ($Bi_4Ge_3O_{12}$ ou "BGO"), qui possède une grande densité (7 contre 5.35 pour le Germanium) et un numéro atomique élevé lié à la présence de l'élément Bismuth ($Z=83$), présente une grande efficacité de détection "photopic". Bien que le NaI dispose d'une résolution et d'une réponse en temps bien meilleures, les propriétés chimiques et mécaniques du BGO le rendent plus facile d'emploi. L'utilisation de tel ou tel scintillateur dépendra de l'usage auquel il est destiné.

– Enceinte de réjection Compton :

Pour améliorer le rapport Pic sur Total, il est indispensable de compenser en partie le problème lié à la prédominance de l'effet Compton dans la région d'énergie étudiée. En effet, si à la suite d'une diffusion Compton, le photon résiduel sort du détecteur germanium, le signal collecté ne correspondra pas à l'énergie réelle incidente et sera à l'origine d'un fond dans le spectre gamma.

Pour limiter au final ce fond Compton, chaque cristal ou groupement de cristaux de Germanium est entourée d'une enceinte en BGO de grande efficacité, dont le rôle est d'agir comme veto pour annuler la validation d'un événement où un photon s'échapperait du compteur. Pour fonctionner de manière optimale, l'enceinte BGO devra être protégée des rayonnements provenant directement de la cible par un collimateur en Tungstène. Le bouclier anti-Compton va grandement améliorer le rapport du nombre d'événements "photopic" sur la totalité des événements détectés.

Ce facteur de qualité est estimé par le rapport Pic sur Total (P/T), qui pour un détecteur coaxial Germanium d'un diamètre et d'une longueur de l'ordre de 7 cm, va passer d'une valeur de 0.2 à 0.5 – 0.6 en utilisant une enceinte de réjection Compton. Cette amélioration est cruciale car la probabilité de coïncidence d'ordre n d'évènements "photopic" est proportionnelle au rapport (P/T) élevé à la puissance de n .

3.1.3 Effet Doppler

Lors d'une réaction de fusion-évaporation, le noyau composé se déplace à une vitesse de recul v_R dans le laboratoire. Quand un photon est émis par ce noyau en mouvement, l'énergie E_γ mesurée par un détecteur diffère de l'énergie réelle E_{γ_0} , à cause de l'effet Doppler.

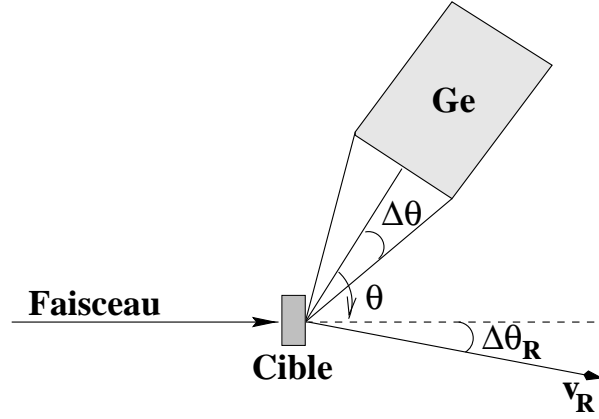


FIG. 3.3 – Définition des angles de l'ensemble faisceau - noyau de recul - détecteur.

L'énergie détectée dépend de l'angle d'émission θ du γ par rapport à la direction de recul et de la vitesse v_R du noyau émetteur (cf. fig. 3.3) suivant la relation :

$$E_\gamma = E_{\gamma_0} \left(1 + \frac{v_R}{c} \cos \theta \right) \quad (3.7)$$

La différence d'énergie est maximale pour des angles proches de 0° et 180° par rapport à l'axe du faisceau, et quasi nulle perpendiculairement à celui-ci. Le décalage Doppler peut être corrigé détecteur par détecteur puisque v_R et θ sont connus expérimentalement. Il subsiste néanmoins un autre problème, l'élargissement Doppler des pics gamma.

L'ouverture angulaire des détecteurs Germanium ainsi que la distribution en vitesse Δv_R et en direction $\Delta \theta_R$ du noyau de recul, contribuent au phénomène

d'élargissement Doppler qui entraîne une dégradation de la résolution du détecteur par rapport à sa résolution intrinsèque.

La résolution sous faisceau est donnée par la relation suivante :

$$\Delta E_\gamma = \sqrt{(\Delta E_\gamma^{int})^2 + (\Delta E_\gamma^{\Delta v_R})^2 + (\Delta E_\gamma^{\Delta \theta_R})^2 + (\Delta E_\gamma^{\Delta \theta})^2} \quad (3.8)$$

avec

$$\Delta E_\gamma^{\Delta \theta} = 2E_{\gamma_0} \frac{v_R}{c} \sin(\Delta \theta) \sin \theta \quad (3.9)$$

$$\Delta E_\gamma^{\Delta \theta_R} = 2E_{\gamma_0} \frac{v_R}{c} \sin(\Delta \theta_R) \sin \theta \quad (3.10)$$

$$\Delta E_\gamma^{\Delta v_R} = E_{\gamma_0} \frac{v_R}{c} \left(\frac{\Delta v_R}{v_R} \right) \cos \theta \quad (3.11)$$

Les expressions (3.9) et (3.10) atteignent des valeurs maximales à 90° et minimales pour les angles 0° et 180° . Par contre, l'équation (3.11) prend une valeur minimale à 90° et atteint son maximum pour les angles 0° et 180° .

Pour des réactions de fusion-évaporation dans la masse $A \sim 150$, et en considérant les détecteurs actuels, les élargissements dominants sont induits par les termes (3.9) et (3.10) qui sont d'amplitudes voisines.

Plusieurs alternatives sont possibles pour minimiser l'effet d'élargissement Doppler des pics :

1. réduire l'ouverture angulaire des détecteurs en regroupant plusieurs cristaux de petite taille dans un même cryostat (design des détecteurs clover [Bec92b] [Duc99] et cluster [Ebe96] montés sur EUROBALL) ou réaliser la segmentation de cristaux de grande taille (clover EXOGAM [Aza97], cluster MINIBALL [Ebe01], AGATA [Lie01]):
2. mesurer l'angle de recul du noyau en utilisant un détecteur de recul d'ouverture angulaire $\Delta \theta_R$ (PRISMA [Pri03])
3. diminuer l'épaisseur de la cible en utilisant un empilement de cibles minces (déjà employé pour l'étude de la superdéformation)

3.2 Les multidétecteurs

3.2.1 Caractéristiques générales

Afin d'augmenter le pouvoir de détection des montages expérimentaux, les détecteurs individuels ont été regroupés pour former des multidétecteurs. L'agencement spatial des compteurs a été optimisé pour couvrir avec les cristaux de Germanium un angle solide total maximum dans une géométrie sphérique. Pour ce faire, l'emploi d'enceintes de réjection Compton compactes et coniques utilisant le scintillateur BGO a été nécessaire. Leurs collimateurs ont été dessinés de façon à ce que les cristaux de Germanium soient focalisés sur le point d'émission des rayons gamma étudiés, soit environ ± 1.5 mm autour du centre de la cible.

Lors de la désexcitation d'un noyau atomique, le nombre M de photons émis en cascade correspond à la multiplicité de l'évènement. L'efficacité d'un multidétecteur n'étant pas parfaite, le nombre de photons détectés en coïncidence dans les cristaux distincts d'un spectromètre lorsque M photons sont émis simultanément est représentée par la grandeur K , multiplicité apparente ou encore appelée "fold". De même, l'énergie apparente H ou énergie somme correspond à l'énergie détectée par le spectromètre quand une cascade de M photons dépose une énergie totale réelle E . Les définitions suivantes permettent de caractériser un multidétecteur :

– Effet d'empilement :

Lorsque M rayonnements sont émis en coïncidence, il est possible que plusieurs photons soient collectés par un même compteur. L'énergie mesurée contribue au fond dans le spectre gamma et cet effet doit être combattu. La probabilité P_γ de ne détecter qu'un seul rayonnement dans le détecteur vaut :

$$P_\gamma = (1 - \epsilon_{abs}\Omega)^{M-1} \quad (3.12)$$

La granularité du multidétecteur est choisie de façon à minimiser Ω et approcher la valeur 0.9 pour $M=30$.

– Efficacité "photopic" :

Un ensemble de N détecteurs, d'efficacité intrinsèque individuelle "photopic" ϵ_{ph} , et d'angle solide Ω a une efficacité totale E_p :

$$E_p = \epsilon_{ph}\Omega N P_\gamma \quad (3.13)$$

– Probabilité $P_n(M)$ de détecter n rayonnements gamma parmi M émis :

$$P_n(M) = C_n^M N(N-1)\dots(N-n+1)(\epsilon_{pic}\Omega P_\gamma)^n (1 - N\Omega\epsilon_{pic})^{M-n}$$

$$\text{avec } C_n^p = \frac{p!}{(p-n)!n!}$$
(3.14)

Lorsque l'on veut collecter le maximum de rayonnements, il est nécessaire de disposer d'un nombre important de détecteurs, avec une efficacité "photopic" la plus élevée possible.

Les évènements relatifs à la superdéformation présentant une grande multiplicité, la forte granularité d'un multidétecteur permet de les sélectionner et d'en détecter un maximum. De plus, la création de noyaux superdéformés ayant une section efficace très faible, une grande efficacité et une bonne résolution en énergie sont nécessaires.

La capacité d'un spectromètre à isoler une séquence de raies gamma dans un spectre complexe pouvant contenir des milliers de séquences du même type, est défini par son pouvoir de résolution R :

$$R = \left(\frac{SE_\gamma}{\Delta E_\gamma}\right) P/T$$
(3.15)

où ΔE_γ est la largeur à mi-hauteur des raies gamma du spectre, P/T le rapport Pic sur Total et SE_γ l'énergie de séparation moyenne entre deux raies consécutives de la cascade gamma étudiée. Cette dernière est fixée par les propriétés des mécanismes étudiés, et dans le cas des noyaux superdéformés de la région de masse $A \sim 150$, $SE_\gamma \sim 50 \text{ keV}$.

Une autre caractéristique importante lors de la recherche d'évènements rares tels que les transitions discrètes entre les puits super- et normalement déformés, est la limite d'observation, définie comme étant l'intensité minimum d'une raie gamma identifiable par le multidétecteur [Sim97]. Cette limite dépend de la différentiation du pic par rapport au fond ainsi que d'une statistique qui doit être significative. Elle est directement liée à l'efficacité "photopic", au rapport Pic sur Fond $\frac{N_p}{N_f}$ et au pouvoir de résolution R . La relation entre la limite d'observation α_0 et le rapport Pic sur Fond d'un spectre avec $F-1$ critères de sélection vaut :

$$\left(\frac{N_p}{N_f}\right)^F = \alpha_0 (0.76R)^F$$
(3.16)

Dans les conditions expérimentales, différents facteurs comme l'élargissement Doppler des pics et la probabilité d'empilement peuvent également affecter cette limite d'observation.

3.2.2 EUROBALL IV

EUROBALL IV est la phase ultime de développement du multidétecteur européen. Dans ce paragraphe seront décrits les différents types de détecteurs constituant ce spectromètre retraçant ainsi les étapes successives de son évolution au cours des années 1992 – 2003.

3.2.2.1 Description et performances

1. **détecteur Ge tronconique (EUROGAM phase I) :** monocristaux Germanium cylindrique de grand volume (diamètre de 69 mm et longueur 78 mm), ces cristaux sont biseautés à l'extrémité en forme de cônes pour permettre des configurations de multidétecteurs sphériques plus compactes. Le maintien de la diode de Germanium hyper-pur de type n à la température de l'azote liquide est assuré par un cryostat (cf. fig. 3.4 b) et c)). Leur efficacité relative est de 70%, et leur bouclier anti-Compton est constitué de dix cristaux scintillateurs BGO [Bea92].

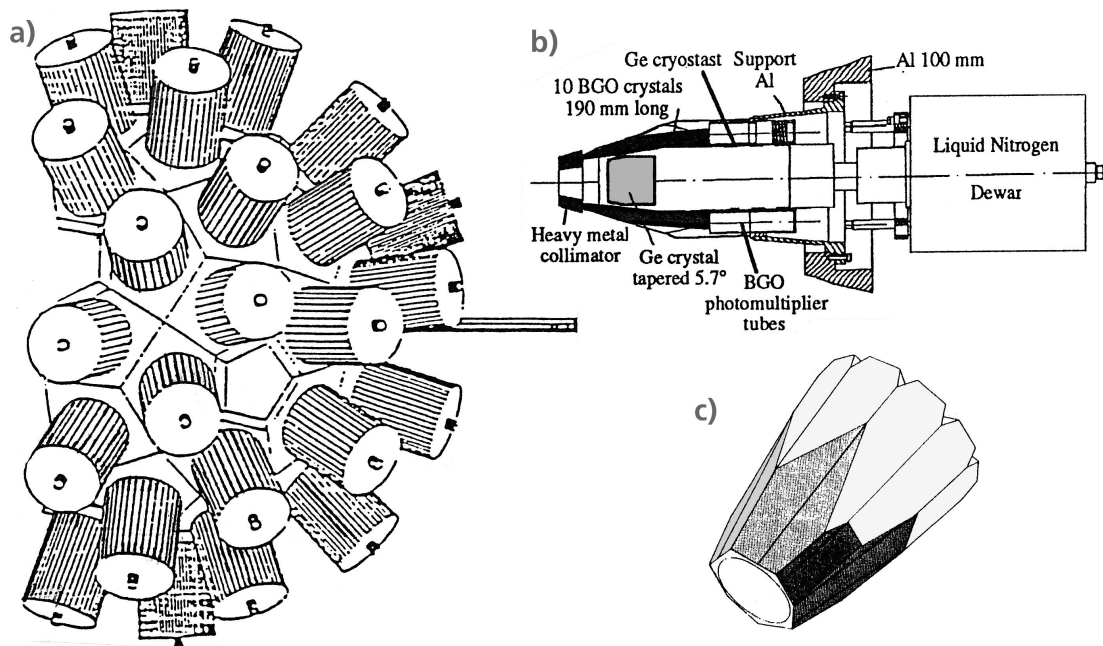


FIG. 3.4 – a) Vue d'ensemble d'EUROGAM I. b) Schéma d'un détecteur tronconique de la phase I muni de son système anti-Compton. c) Géométrie des cristaux BGO du système anti-Compton.

Le multidétecteur franco-anglais EUROGAM phase I (cf. fig. 3.4a)) a été utilisé pendant 18 mois au laboratoire de Daresbury en Angleterre à partir de 1992. Il était constitué de 45 ensembles de détection Ge-BGO

pour une efficacité totale $E_p = 0.048$ [Bec92a]. Ils couvraient un angle solide d'un peu plus de 2π stéradian, l'ouverture aux angles avants permettant de coupler le spectromètre à un détecteur de recul, le RMS [Jam88]. A la même époque, un autres spectromètre de conception presque identique à EUROGAM phase I est installé au Laboratoire National de Legnaro en Italie et dénommé GASP [Ros93]

2. **détecteur clover (EUROGAM phase II) :** premier détecteur de type composite utilisé dans un spectromètre gamma, il est constitué de quatre diodes Germanium coaxiales de 50 mm de diamètre et de 70 mm de long. Les cristaux sont usinés afin d'être assemblés de manière compacte et montés dans un même cryostat avec une alimentation haute-tension commune. Leur efficacité relative est d'environ 20% par cristal. L'intérêt du détecteur composite est de pouvoir collecter les énergies déposées par cristal si un seul cristal est touché, ou bien de sommer en mode add-back l'énergie totale déposée par un seul rayonnement gamma dans plusieurs cristaux du clover. Ainsi, en réduisant la taille du cristal et en sommant l'énergie déposée dans plusieurs cristaux adjacents, l'effet d'empilement diminue. L'efficacité relative du clover en mode add-back est de l'ordre de 130% [Duc99].

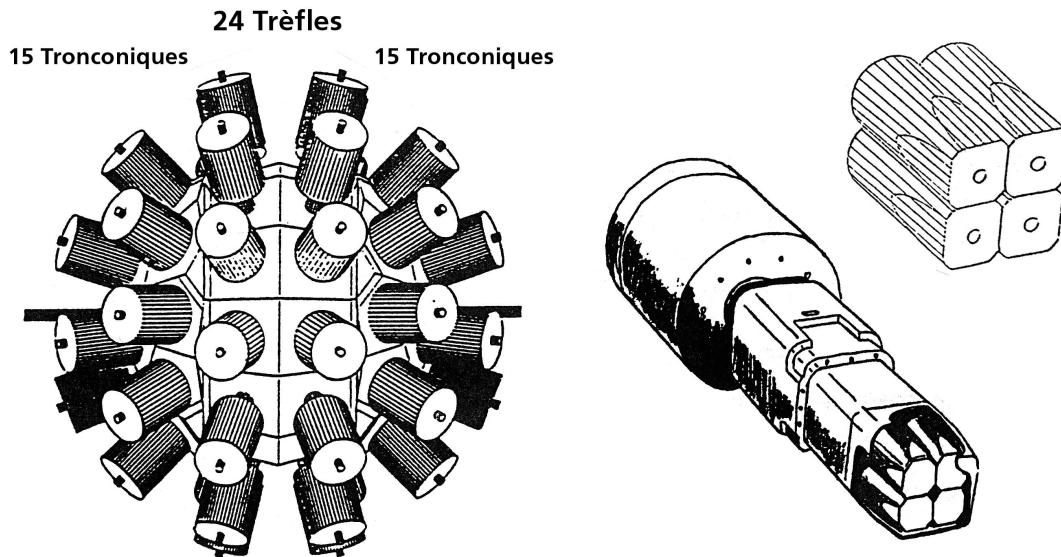


FIG. 3.5 – Vue d'ensemble d'EUROGAM II. Vue stylisée d'un détecteur clover et détail des quatre cristaux le composant.

Un avantage du clover est un angle solide réduit qui minimise l'élargissement des pics dû à l'effet Doppler, le rendant intéressant

3.2. LES MULTIDÉTECTEURS

positionné à 90° de l'axe du faisceau. La géométrie du clover permet la mesure de polarisation linéaire plane des gamma et donne accès au caractère électrique ou magnétique des transitions gamma [Jon95]. Ainsi il devient possible d'assigner une parité aux états du schéma de niveaux. Pour améliorer le rapport Pic sur Total, le clover est entouré d'un bouclier anti-Compton constitué de 16 BGO.

Le multidétecteur franco-anglais EUROGAM phase II (cf. fig. 3.5) a été utilisé auprès de l'accélérateur Vivitron à Strasbourg de 1994 à 1996. Il était constitué de deux couronnes de 12 clovers chacune placée autour de 90° et de deux calottes avant et arrière composée chacune de 15 détecteurs tronconiques. L'efficacité totale du spectromètre valait $E_p = 0.075$ [Nol94] et son pouvoir de résolution était accru par rapport à EUROGAM phase I grâce aux détecteurs clover.

3. **détecteur cluster (EUROBALL phase III) :** détecteur composite constitué de sept cristaux Germanium tronconiques de gros volume (78 mm de longueur et 70 mm de diamètre)(cf. fig. 3.6), ils sont montés dans un même cryostat mais alimentés par des haute-tensions séparées [Ebe96].

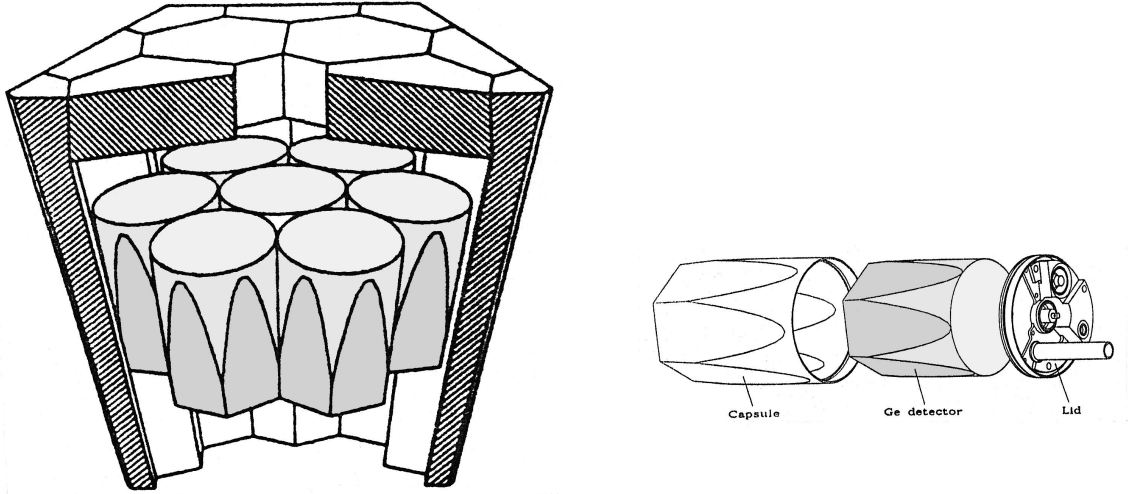


FIG. 3.6 – Vue d'ensemble du détecteur cluster muni de son système anti-Compton et détail d'une des sept capsules le composant.

Comme pour les clovers, il est possible d'utiliser ce détecteur cristal par cristal, ou en sommation. L'efficacité "photopic" relative d'un cristal isolé de cluster vaut environ 60 %. Le fait que chaque cristal soit encapsulé permet à la fois de protéger sa surface et de faciliter l'échange des cristaux en cas de panne. Le cluster est entouré d'une enceinte anti-Compton

constituée de douze scintillateurs BGO sur les côtés plus six “backcatchers” à l’arrière. L’avantage des clusters réside dans leur bonne efficacité de détection à haute énergie. L’inconvénient principal est l’importance du cristal central, qui s’il est endommagé, empêche la réalisation de la moitié de la sommation add-back, et entraîne une diminution conséquente de l’efficacité du cluster dans son entier.

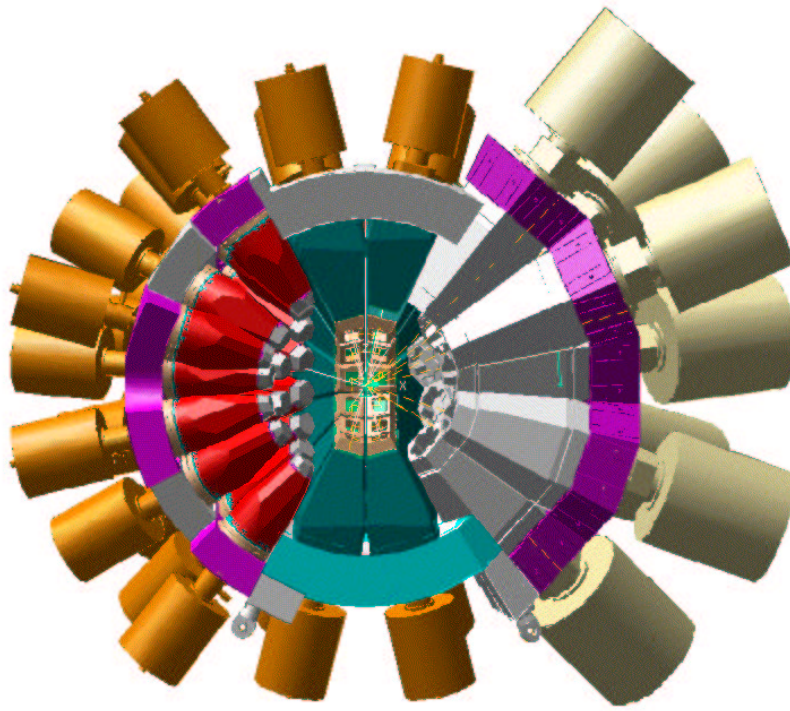


FIG. 3.7 – *Vue artistique d’EUROBALL III. En rouge, bleu et gris sont représentés respectivement les détecteurs tronconiques, clover et cluster. Le faisceau pénètre dans le multidétecteur par la droite.*

Le multidétecteur européen (Allemagne, Danemark, France, Italie, Royaume Uni et Suède) EUROBALL III (cf. fig. 3.7) était constitué de trente détecteurs tronconiques provenant d’EUROGAM phase I et de GASP, de vingt-six détecteurs clover et de quinze détecteurs cluster. Les premiers et derniers étaient regroupés en deux calottes d’environ 1π stéradian respectivement aux angles avants et arrières du multidétecteur. Les clovers étaient arrangés autour de 90° en deux couronnes de treize détecteurs chacune. L’efficacité totale du spectromètre valait

$E_p = 0.094$ [Sim97]. Du fait des distances importantes entre les détecteurs et la cible, le pouvoir de résolution était grandement amélioré. EUROBALL III a fonctionné au Laboratoire National de Legnaro en Italie pendant 18 mois de 1997 à 1998.

4. **boule interne BGO (EUROBALL phase IV) :** composée de scintillateurs BGO, couvrant chacun au maximum 0.5% de l'angle solide 4π stéradian pour limiter à environ 10% la probabilité d'empilement pour une multiplicité de 30 gamma, la boule interne BGO est placée à l'avant des collimateurs des enceintes de réjection Compton de façon à couvrir l'essentiel de l'angle solide non occupé par le Germanium. Ainsi la boule interne BGO (cf. fig. 3.8) est constituée de trois parties différentes [Inn98], une par type de détecteur :

- partie tronconique : la section avant est formée de 55 scintillateurs BGO trapézoïdaux couplés à 55 PM.
- partie clover : la section centrale forme une ceinture de collimateurs actifs qui couvre la moitié de l'angle solide de la boule interne. Cette section est constituée de 26 détecteurs en forme de E, représentant au total 65 cristaux scintillateurs couplés à 117 PM. L'espace réduit entre le bouclier anti-Compton et la chambre de réaction a conduit à un choix de PM très courts, possédant de moins bonnes caractéristiques dont une résolution d'environ 30% à 662 keV. Une épaisseur de métal lourd est placée entre la boule interne et le bouclier anti-Compton afin d'éviter d'éventuelles diffusions.
- partie cluster : la section arrière est constituée de 80 scintillateurs BGO de forme hexagonale couplés à 80 PM. La place pour les tubes des PM n'étant pas limitée, leurs tailles et caractéristiques sont meilleures que celles des PM de la partie clover. Par exemple, la résolution est de 17% à 662 keV.

La boule BGO est constituée de scintillateurs BGO d'efficacité totale $\epsilon \geq 0,8$ qui couvrent un angle solide total $\Omega \geq 0.9$ strd, soit 60% de l'angle solide du multidétecteur, 40% environ de l'angle solide étant couvert par les détecteurs Germanium. Pour produire une information utile sur la multiplicité, les détecteurs Ge et BGO sont regroupés pour former des éléments d'efficacité équivalente couvrant à peu près le même angle solide. Le dispositif consiste en 164 éléments équivalents avec une probabilité totale de détection $P_{tot} \geq 81\%$ pour une énergie gamma de 1.3 MeV. Il permet de mesurer la multiplicité avec une résolution

d'environ $\Delta M/M \approx 0.26$ (FWHM) pour $M = 30$. La mesure de l'énergie totale et de la multiplicité de la cascade gamma émise par le noyau servent de filtre pour sélectionner une voie de réaction particulière. En utilisant la boule interne, la relation entre le rapport Pic sur Fond et la limite d'observation devient :

$$\left(\frac{N_P}{N_f}\right)^F = \alpha_0 R_0 (0.76R)^F \quad (3.17)$$

où R_0 est le facteur de réduction du fond lié à l'utilisation de la boule interne BGO. La sélectivité du spectromètre est améliorée par la très bonne efficacité de détection, la grande couverture angulaire et la forte granularité de la boule interne.

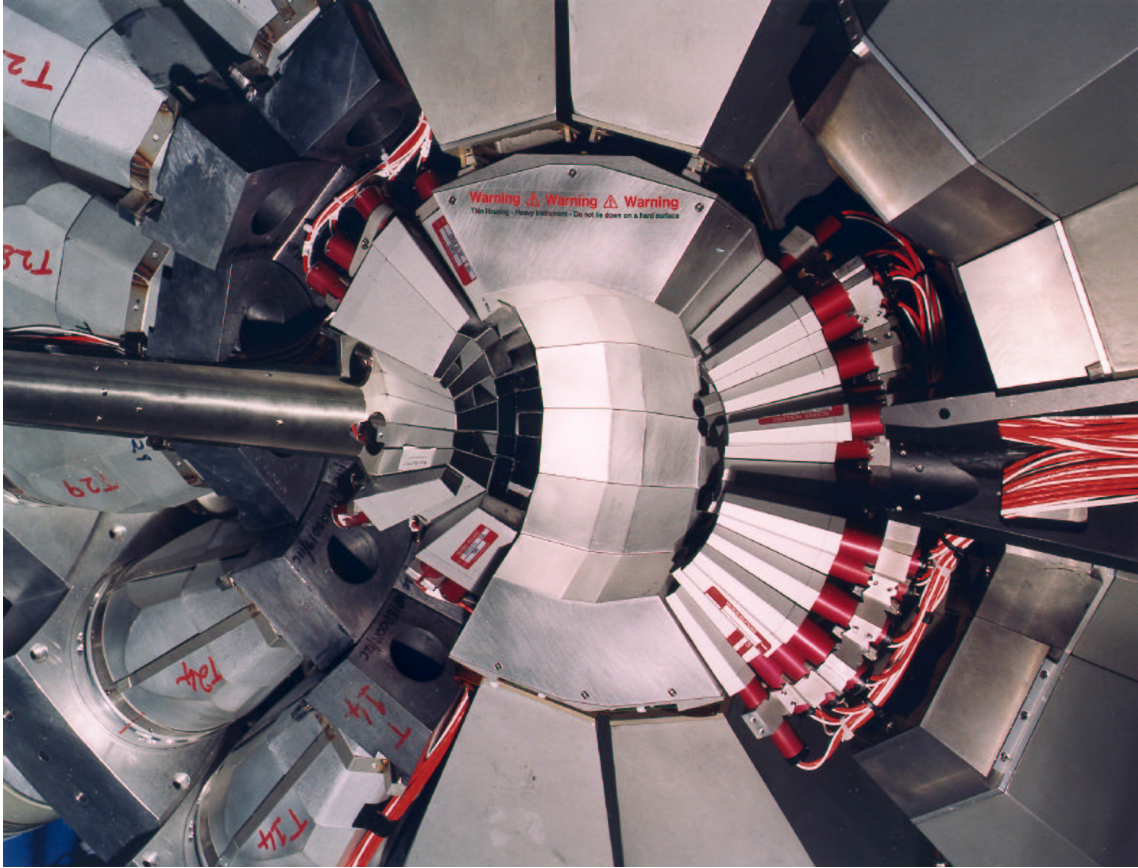


FIG. 3.8 – Photographie de la boule interne BGO du multidétecteur EUROBALL IV.

Le spectromètre européen EUROBALL IV a été installé en 1999 auprès de l'accélérateur VIVITRON de l'IRIS de Strasbourg et a cessé son activité à la mi-avril 2003 après environ quatre années d'exploitation intensive et fructueuse. Après son démantèlement, chacun des types de détecteurs a été alloué à un laboratoire différent pour des nouveaux projets. Ces campagnes post-EUROBALL

verront certains des détecteurs d'EUROBALL couplés avec des spectromètres de masse très spécialisés. Les détecteurs tronconiques ont rejoint le Laboratoire de Jivaskylä en Finlande pour former le multidétecteur JUROGAM [Jur03] auprès de RITU afin d'effectuer la spectroscopie des noyaux très lourds de la région des Nobéliums; les détecteurs clover le Laboratoire National de Legnaro en Italie pour former CLARA [Cla03] auprès de PRISMA pour étudier les noyaux riches en neutrons produits par réactions inélastiques et de transfert multiple de nucléons; et les détecteurs cluster le laboratoire GSI de Darmstadt en Allemagne pour le projet RISING [Ris03] auprès du FRS afin d'exploiter en spectroscopie gamma les faisceaux radioactifs de haute énergie produits par fragmentation.

3.2.2.2 Electronique et système d'acquisition

L'électronique associée aux multidétecteurs du type EUROBALL doit répondre à plusieurs exigences :

- rapidité du traitement des signaux
- qualité de la chaîne électronique linéaire permettant une optimisation du rapport signal sur bruit
- modularité du système
- contrôle et inspection des signaux à distance

Pour répondre à ces différents critères, des cartes électroniques spécifiques VME (Versa Module Europa) et VXI (VME eXtension for Instrumentation) ont été développées. L'acquisition EUROBALL est constituée principalement de trois branches comprenant chacune trois châssis VXI, un "histogrammer" et un "Event Collector" (EC). Une branche supplémentaire dédiée aux éventuels détecteurs auxiliaires est composée d'un EC, d'un "histogrammer" et d'un châssis VXI. Les "histogrammer" génèrent des spectres hardware tandis que chaque EC associé stocke les données, les regroupant par "buffers" pour les envoyer vers les fermes d'acquisition du système informatique. Parmi les treize cartes que peut contenir un châssis, onze sont assignées aux détecteurs, les deux autres sont des cartes d'"infrastructure" :

- une carte "ressource manager" qui contrôle le châssis dans lequel elle est placée et le chargement de la configuration des autres cartes VXI
- une carte "read out" (VRE STR8080) qui étiquette et transmet les événements à l'EC

Les châssis n° 1, 4 et 7 contiennent les cartes de type phase I et boule interne BGO; les châssis n° 2, 5 et 8 les cartes clovers et les châssis n° 3, 6 et 9 les cartes clusters. Le châssis n° 1 contient de plus la carte “Master Trigger” qui gère le déclenchement de l'ensemble du spectromètre.

Les signaux “sumbus” provenant des cartes détecteurs et indiquant le nombre de voies touchées sont additionnés par la carte “Master Trigger”. Après addition, deux signaux “sumbus” sont générés, le premier correspondant au nombre de voies Germanium touchées et le deuxième au nombre de voies de la boule interne BGO activées. Les conditions de déclenchement fixées par l'utilisateur imposent un seuil sur le niveau de ces deux “sumbus”. Si ces conditions sont remplies, un signal “Fast Trigger” (FT) est envoyé à l'ensemble des cartes d'acquisition pour qu'elles démarrent le traitement de l'évènement identifié.

En entrée, la carte Germanium reçoit le signal de sortie du pré-amplificateur d'un détecteur. Ce signal est mis en forme par des amplificateurs intégrateurs et différenciateurs avant d'entrer dans l'amplificateur pour la voie énergie et dans un TFA (Time Filter Amplifier) pour la voie temps. Pour le traitement des signaux énergie, l'amplificateur produit deux signaux unipolaires correspondant respectivement aux signaux codés sur une gamme d'énergie de 20 MeV et de 4 MeV. Le signal temps est amplifié par le TFA puis passe dans un CFD (Constant Fraction Discriminator), où arrive également éventuellement le signal de VETO de la carte BGO gérant les enceintes de réjection Compton. Quand un signal VETO intervient, si le mode “reject” est sélectionné le codage est stoppé et la voie remise à zéro, tandis que dans le mode “mark”, un bit (q-bit) supplémentaire sera codé pour indiquer l'occurrence d'un échappement Compton.

Le module CFD donne le “start” au TAC (Time Amplitude Converter) et au “Local Trigger”, et contribue au signal “sumbus” dont le niveau permet de déterminer le nombre de voies touchées. Lorsque le “Local Trigger” reçoit un signal FT du “Master Trigger”, il envoie un signal “stop” au TAC, lance le codage des signaux temps et énergie par les ADC (Analogic Digital Converter) et demande la remise à zéro de la voie à la fin du traitement de l'évènement. En sortie des ADC les signaux temps, 4 MeV et 20 MeV sont envoyés via le bus VME vers le VRE qui sert de mémoire tampon et numérote les évènements. Les données transitent du VRE vers les EC et les “histogrammer” par le bus DT32. Les fermes d'acquisition reconstituent à partir des données collectées dans les trois branches d'acquisition VXI (quatre si un détecteur ancillaire est utilisé) les différents évènements grâce au programme “merge” et après un test rejettent les évènements non conformes. Les évènements sont finalement redirigés par les fermes vers le serveur de support magnétique DLT (Digital Linear Tape) qui enregistre les données sur cassettes et vers le serveur “spy” qui permet le suivi en temps réel de l'expérience.

3.3 Conditions expérimentales

3.3.1 Expérience réalisée en 1999

La première expérience réalisée avec le multidétecteur EUROBALL IV eut lieu en juin 1999 sur le site de l'institut de Recherches Subatomiques de Strasbourg. Celle-ci avait pour objectif de rechercher les transitions discrètes reliant la bande yrast superdéformée aux états normalement déformés du premier puits du noyau ^{151}Tb .

Le choix de la réaction se porta sur celle déjà établie comme permettant de produire l'isotope de ^{151}Tb dans des états de haut spin favorables au peuplement des bandes superdéformées. Un faisceau de ^{27}Al (état de charge 9^+) monoatomique d'intensité 20 – 30 nA électrique fut dirigé à une énergie de 155 MeV par l'accélérateur VIVITRON sur un empilement de deux cibles de ^{130}Te de $500\text{ }\mu\text{g} / \text{cm}^2$ et $400\text{ }\mu\text{g} / \text{cm}^2$ d'épaisseur évaporées sur un support en or de $250\text{ }\mu\text{g} / \text{cm}^2$ et recouvertes d'une couche d'or de $40\text{ }\mu\text{g} / \text{cm}^2$ pour éviter la sublimation du Tellure.

Les conditions de déclenchement furent choisies de manière à privilégier la sélection d'évènements de haute multiplicité. Ainsi un minimum de trois cristaux Germanium ($M_{Ge} \geq 3$) et seize éléments équivalents de la boule interne BGO ($M_{BGO} \geq 16$) furent requis pour valider l'écriture d'un évènement. L'acquisition de données pendant 116 h permis d'obtenir un ensemble de 1.9×10^9 évènements. La préparation et l'analyse minutieuses de ces données effectuées par A.Odahara permirent de mettre en évidence une transition de liaison d'énergie 2.8 MeV en coïncidence avec la bande yrast superdéformée. Mais la faible intensité de ce candidat et la limitation statistique empêchèrent son assignation définitive.

3.3.2 Expérience réalisée en 2001

Une nouvelle proposition d'expérience avec un temps de faisceau accru fut acceptée afin de confirmer et de compléter les résultats obtenus lors de l'expérience de 1999. Celle-ci se déroula sur une durée de 17 jours entre novembre et décembre 2001. Les conditions expérimentales étaient identiques à l'expérience précédente si ce n'est que la tentative d'utilisation d'un faisceau moléculaire de $^{27}\text{Al}_2$ afin d'en augmenter l'intensité fut avortée après 8 jours par l'apparition d'un problème de fonctionnement d'une pompe évacuant le gaz utilisé comme séparateur des deux atomes d'aluminium. Au final, l'intensité moyenne obtenue fut d'environ 37 nA (9^+) au lieu des 50 – 60 nA espérés.

En outre, les conditions de déclenchement furent elles aussi modifiées et fixées à $M_{Ge} \geq 6$ (4 sans réjection Compton) et $M_{BGO} \geq 10$ afin de permettre une meilleure observation de structures collectives à moyen spin découvertes dans une précédente expérience EUROGAM II. En effet, les conditions de sélection en multiplicité élevées choisies pour l'expérience de juin 1999 n'étaient pas favorables à l'alimentation de ces structures (cf. fig 3.9).

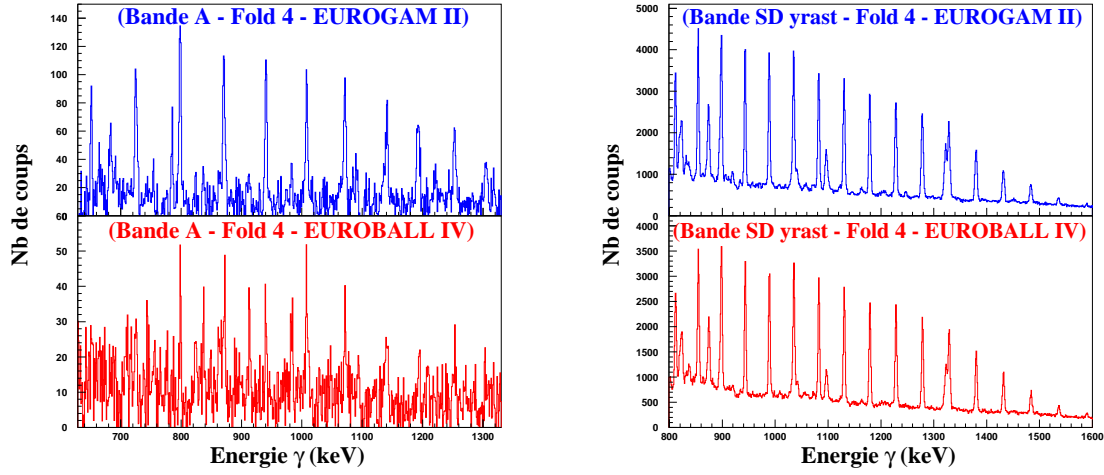


FIG. 3.9 – Spectres de la bande A normalement déformée du noyau ^{151}Tb en fold 4 extraits des données 1995 EUROGAM II (en haut) et 1999 EUROBALL IV (en bas)(à gauche). Spectres de la bande superdéformée yrast du noyau ^{151}Tb en fold 4 extraits des données 1995 EUROGAM II (en haut) et 1999 EUROBALL IV (en bas)(à droite).

Nous pouvons noter une statistique d'ordre comparable pour la bande yrast superdéformée lors de ces deux expériences de durée similaire, mais une différence conséquente pour la bande A normalement déformée, expliquée par des conditions de déclenchement en 1999 plus axée sur la sélection d'évènements de grande multiplicité avec EUROBALL IV.

Un temps effectif de faisceau d'environ 321 heures a permis l'acquisition d'un volume conséquent de 1.1 Téraoctets de données brutes représentant 8.7×10^9 évènements. Les étapes qui m'ont été nécessaires pour la préparation de ces données avant de commencer l'analyse proprement dite sont détaillées dans la section suivante.

3.4 Pré-traitement et pré-analyse

La première partie du dépouillement d'une expérience consiste en un pré-traitement et une pré-analyse visant à calibrer en énergie et en temps, et à aligner les détecteurs les uns sur les autres ainsi qu'à réduire la taille initiale du stock de données. Ces diverses manipulations étant effectuées, elles aboutissent après compression à un format de données prêt pour l'analyse.

3.4.1 Calibration en énergie des détecteurs

La gamme d'énergie nécessaire à la recherche et à l'étude de transitions de liaison entre les puits super- et normalement déformés s'étend d'une centaine de keV à 4 – 6 MeV. En effet, nous requiérons des conditions sur des transitions d'une bande superdéformée s'étalant environ de 700 à 1600 keV pour rechercher des transitions discrètes en coïncidence au-delà de 2 MeV pour les transitions de liaison et pour les transitions du puits normalement déformé entre 150 à 1900 keV. Il est donc primordial d'effectuer un étalonnage précis sur toute l'étendue utile en énergie. La calibration en énergie s'effectue en trois temps que nous allons aborder successivement.

1. Calibration en source

La calibration en source permet d'ajuster les gains des détecteurs et d'établir une correspondance canal du spectre - énergie gamma. La relation entre les canaux (X_i) et l'énergie (E_i) se base sur un polynôme d'ordre donné :

$$E_i = a_i + b_i X_i + c_i X_i^2 + d_i X_i^3 + \dots \quad (3.18)$$

Notre choix s'est porté sur une division de la région de calibration en deux parties. La partie basse énergie fut étalonnée à l'aide d'une source de ^{152}Eu par un polynôme d'ordre deux afin de traiter la non-linéarité des détecteurs dans cette gamme d'énergie. Tandis que la région allant de 500 keV à environ 4 MeV fut calibrée de manière linéaire en utilisant une source de ^{56}Co . Pour assurer la continuité de la calibration sur toute la gamme d'énergie désirée, la zone de recouvrement en énergie des sources fut utilisée. Pour chaque détecteur, un point d'intersection entre les deux courbes de calibration se trouvant dans la zone de recouvrement fut calculé afin de déterminer le canal de transition. Dans les cas où aucune intersection n'intervenait dans la zone considérée, une position de différence minimale en énergie acceptable entre les deux courbes de calibration fut déterminée.

L'étalonnage des voies 4 MeV et 20 MeV fut réalisé à l'aide du programme de reconnaissance automatique de pics développé par O.Stezowski [Ste02] utilisant le principe de logique floue.

Disposant d'une source de ^{56}Co pour assurer une bonne calibration jusqu'aux hautes énergies, la transition de 3.45 MeV d'intensité relativement faible était notre dernier point expérimental. Nous avons tout de même pu vérifier la qualité de la calibration en observant un gamma issu de l'excitation de l'élément ^{16}O à 6.13 MeV pour une correction Doppler nulle (ces gamma étant émis au repos après excitation des enceintes BGO)(cf. fig. 3.10).

La différence relevée entre la valeur mesurée pour les différents types de détecteur et la valeur réelle de cette transition n'excédant pas 2.5 keV (c'est à dire 1 canal dans les spectres 0 – 20 MeV), la calibration a été jugée satisfaisante.

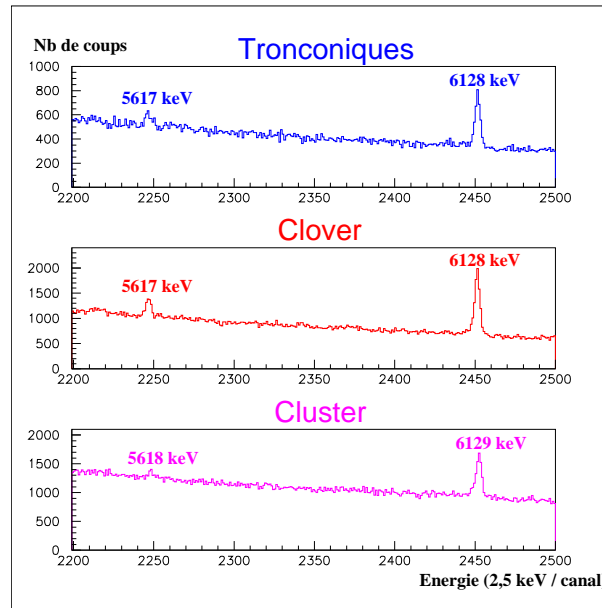


FIG. 3.10 – Contrôle de la qualité à haute énergie de la calibration en source effectuée entre 100 keV et 3.45 MeV. Comparaison de l'alignement du pic de 6.13 MeV émis par l'élément ^{16}O pour les trois types de détecteurs Germanium de EUROBALL IV.

2. Correction de l'effet Doppler

Une fois les gains ajustés en source à 0.5 keV par canal pour les spectres d'extension 0 – 4 MeV et à 2.5 keV par canal pour les spectres d'extension 0 – 20 MeV, nous pouvons effectuer la calibration sous faisceau. Celle-ci consiste en la détermination du coefficient de correction de l'effet Doppler. La différence entre l'énergie détectée E_γ et l'énergie vraie de la transition $E_{\gamma 0}$ reposant sur l'angle d'émission du rayonnement gamma et sur la vitesse de recul du noyau (cf. éq. 3.7), la correction Doppler s'effectue en utilisant les angles θ auxquels sont placés les détecteurs et l'estimation de la vitesse de recul en tenant compte de paramètres comme l'énergie incidente du faisceau, la perte d'énergie dans la cible, la nature et le nombre de particules évaporées, etc ...

Pour l'étude des bandes superdéformées connues et la recherche de nouvelles bandes une vitesse de recul de 1.85% de la vitesse de la lumière a été choisie. Cette valeur correspond à la vitesse de recul mesurée en milieu de bande dans des mesures de DSAM (Doppler Shift Attenuation Method) réalisées par Ch.Finck [Fin98].

3. Correction de la dérive des détecteurs

Un des problèmes majeurs de la calibration est l'instabilité de certains détecteurs et de leur électronique. L'usage du programme automatique développé par M.Bergström permet de corriger au mieux cette dérive. Le principe est de comparer la projection d'un échantillon réduit de données (80000 blocs d'une cassette DLT) à un spectre référence et de corriger les variations de la manière suivante :

$$X_i^{cor} = a + bX_i \quad (3.19)$$

Le coefficient a corrige la variation de seuil du détecteur et b la variation de son gain. Malgré cette correction, certains détecteurs restent parfois irrécupérables si les dérives interviennent sur des temps très courts. En effet, dans ce cas l'emploi d'échantillons de données de taille plus réduite s'imposerait mais la fluctuation statistique ne permettrait pas de réaliser une correction automatique fiable.

Chacune de ces étapes conditionne également la qualité de la sommation add-back réalisée pour les détecteurs clover et cluster. En effet, l'alignement précis de chacun des cristaux composant ces détecteurs composites est requis à basse énergie afin que les transitions de grande énergie ayant diffusées plusieurs fois

dans ces cristaux retrouvent après sommation une énergie la plus proche possible de leur énergie initiale.

3.4.2 Reconstruction de la multiplicité

Par souci d'économie de place lors de l'écriture des données sur cassette DLT, seules les informations indispensables ont été sauvegardées. Ainsi, pour chaque évènement vérifiant les conditions de déclenchement, seules les énergies collectées par les détecteurs ne présentant pas d'échappement Compton ont été écrites. Cette décision a permis une réduction conséquente du nombre de cassettes DLT à utiliser (et par la suite à traiter) mais avait le désavantage de nous priver ultérieurement de l'information complète sur la multiplicité réelle des cascades.

Pour récupérer cette information, nous avons utilisé un échantillon du stock de données de l'expérience effectuée en 1999 afin d'établir une règle de correspondance entre les distributions du nombre de détecteurs touchés avec et sans réjection Compton, et ce séparément pour chaque type de détecteurs. Lors de la compression, moment où la multiplicité totale est calculée à partir du nombre d'éléments équivalents (voir section 3.2.2.1 paragraphe 4) de la boule interne BGO touchés, une correction est appliquée en fonction du type de détecteurs présents dans l'évènement considéré. La figure 3.11 représente les distributions de multiplicité totale avant et après correction.

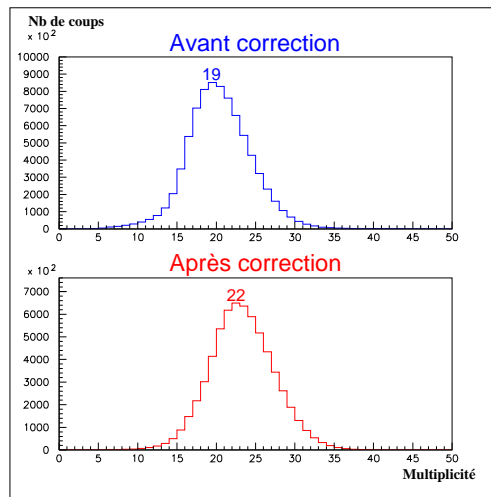


FIG. 3.11 – Distributions de la multiplicité totale mesurée dans la réaction $^{130}\text{Te}(^{27}\text{Al}, 6n)^{151}\text{Tb}$ à 155 MeV avant (figure du haut) et après (figure du bas) correction.

3.4. PRÉ-TRAITEMENT ET PRÉ-ANALYSE

La figure 3.12 présente les distributions de multiplicité des principales voies de réaction pour l'expérience 2001, à comparer à celles de l'expérience 1999. Les distributions sont très semblables et les modestes différences observées peuvent provenir d'une combinaison de deux facteurs, les conditions différentes de déclenchement de ces deux expériences et les incertitudes introduites par la correction des données de 2001.

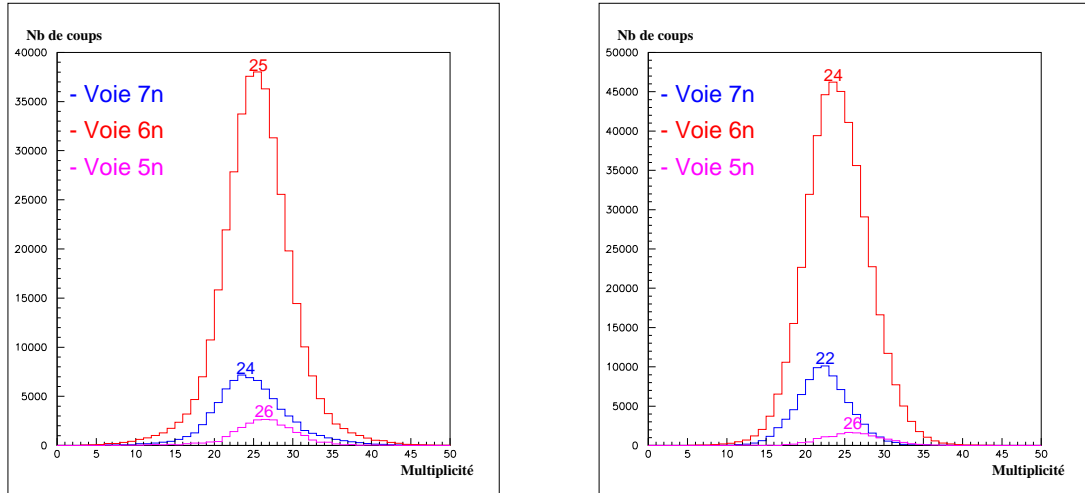


FIG. 3.12 – Distributions de multiplicité des différentes voies d'évaporation pour l'expérience effectuée en 1999 (à gauche) et pour l'expérience réalisée en 2001 (à droite).

Pendant cette même phase de compression, l'énergie totale déposée dans le multidétecteur pour chaque évènement est calculée en sommant l'énergie collectée dans les détecteurs Ge, les boucliers Compton et les scintillateurs BGO. N'ayant pas disposé du temps adéquat pour calibrer les scintillateurs BGO, et le format d'écriture des données étant incomplet, l'information partielle dont nous disposons en place de l'énergie totale est trop peu représentative pour pouvoir être sélective.

3.4.3 Sélection des évènements en temps

Lors de réactions de fusion-évaporation, le noyau composé se désexcite en émettant des particules légères puis des rayonnements gamma. Les rayons gamma caractéristiques de l'instant de la réaction sont appelés "prompts" en opposition à ceux émis lors d'évènements dits retardés correspondant à des niveaux isomériques ou provenant d'une diffusion inélastique de neutrons de type $n \rightarrow n' + \gamma$. Un filtrage en temps permet de réduire la proportion de ces rayons gamma fortuits. Après avoir ajuster le gain en temps de tous les détecteurs de manière à aligner tous les centres de gravité des pics prompts, une matrice

temps-énergie gamma est générée et découpée en sections afin d'isoler chaque contribution. Cette technique est représentée pour les détecteurs clover dans la figure 3.13.

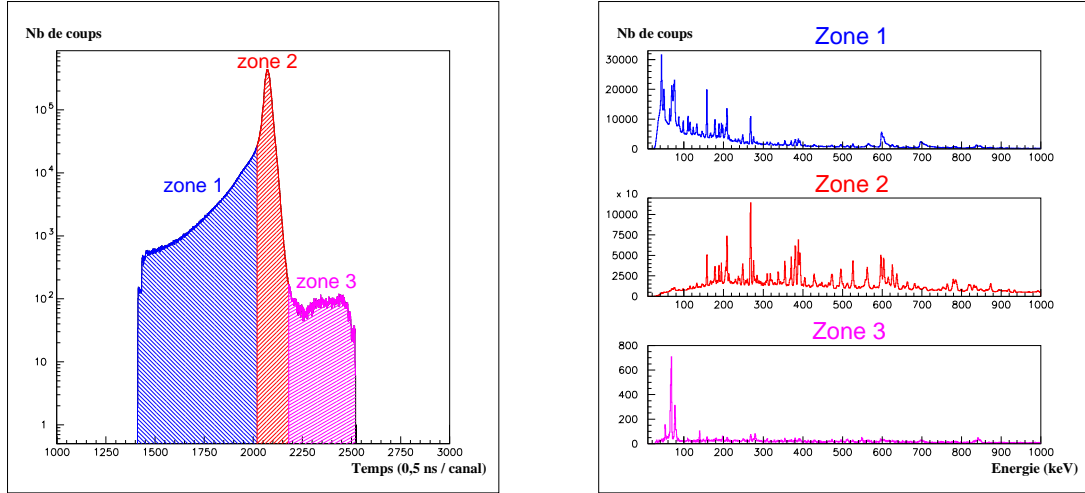


FIG. 3.13 – Spectre temps somme des détecteurs clover (à gauche). Spectres gamma respectifs aux différentes zones sélectionnées dans le spectre temps somme des détecteurs clover (à droite). Zone 1 → basse énergie et pics gamma dûs aux excitations neutrons dans le Ge, Zone 2 → physique d'intérêt, Zone 3 → radioactivité, rayons X.

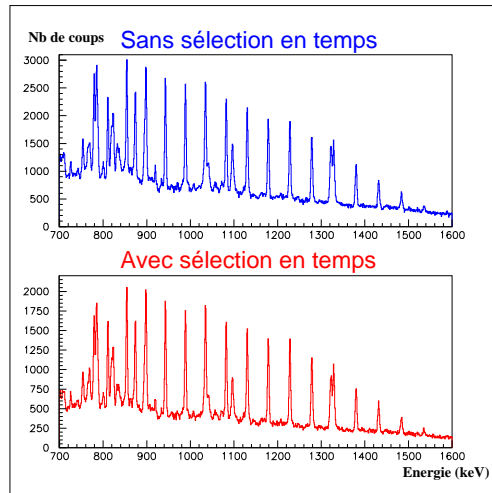


FIG. 3.14 – Spectres de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb en fold 4 sans (figure du haut) et avec (figure du bas) l'application d'une fenêtre de sélection en temps (Zone 2).

La recherche de transitions de liaison désexcitant les bandes superdéformées est toujours basée sur un compromis entre la qualité des spectres (i.e le rapport pic sur fond) et la statistique. Le choix des fenêtres de sélection sur les événements temps n'échappe pas à cette règle.

Après plusieurs essais de sélection individuelle sur chacun des types de détecteur, nous avons pu constater l'influence de notre choix final en comparant les spectres de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb obtenus avec et sans fenêtre en temps (cf. fig. 3.14). Avec une sélection en temps on observe une perte d'environ 24% de statistique dans les pics superdéformés pour un gain d'environ 30% pour le rapport pic sur fond.

3.5 Techniques d'analyse

Une fois toutes les étapes du pré-traitement réalisées vient la phase de compression des données. Suivant les objectifs d'analyse désirés, le type d'information à conserver va déterminer le format final et le taux de compression. Nous désirions conserver pour chaque événement la multiplicité ainsi que la position annulaire de chacun des détecteurs, et bien sûr les énergies 4 et 20 MeV. Ces choix et sélections nous ont permis de passer d'un stock initial de 1.1 Téraoctet de données brutes à environ 200 Gigaoctet de données compressées. Malgré ce facteur de réduction important, la gestion de cette quantité de données a nécessité l'emploi de matériel informatique avec des capacités élevées de stockage et de puissance de calcul.

3.5.1 “List Mode” et Database

Grâce à l'avènement de disques durs de grande taille, il nous a été possible de copier la totalité des données compressées sous forme d'un “List-Mode” sur les deux disques de 120 Go chacun d'un PC dédié à l'analyse des données. Le “List-Mode” correspond à une série de fichiers contenant tel quel le contenu des cassettes DLT compressées. L'intérêt majeur de ce procédé est de permettre une liberté totale d'action sur les données. Il est ainsi possible d'imposer à la fois une condition sur la multiplicité tout en requérant des coïncidences d'un certain ordre sur une bande superdéformée, cette condition supplémentaire pouvant améliorer substantiellement la sélection des événements recherchés.

Un autre aspect important est la possibilité d'effectuer un conditionnement précis sur des événements ayant une énergie inférieure à 4 MeV, comme les transitions d'une bande superdéformée par exemple, et de projeter le spectre en coïncidence sur la gamme 0 – 20 MeV afin d'observer des pics de haute énergie, comme d'éventuelles transitions de liaison entre les puits super- et normalement

déformés par exemple. Il est également possible de réaliser des mesures de distributions angulaires ou de DCO dans un jeu de données conditionnées par les énergies de la bande superdéformée. La contrepartie de ce type d'agencement des données est le temps nécessaire pour leur lecture complète et la modification courante du programme d'analyse pour intégrer les nouvelles conditions choisies.

Pour disposer d'une méthode plus conviviale et rapide d'analyse, nous avons décidé de construire également une Database [Ste99]. Son fonctionnement est basé sur le rangement compact des évènements en fonction de leur fold.

3.5.2 Sélection en énergie

La recherche de transitions de liaison entre les puits super et normalement déformés requiert, comme pour toute recherche d'évènements rares, de trouver un compromis entre statistique et propreté des spectres. Nous allons présenter une étude de l'influence du choix des fenêtres de sélection en énergie sur le rapport pic sur fond et la statistique d'une transition de la bande yrast superdéformée. Puis nous tenterons d'extrapoler cette étude afin de définir le meilleur choix de fenêtres à effectuer pour la recherche de transitions de liaison dans une région en énergie proche de 3 MeV.

Nous allons d'abord considérer un modèle représentant l'aire prise en compte dans un pic en fonction de la largeur de la fenêtre (cf. fig. 3.15). Pour cela nous assimilerons le pic à une distribution gaussienne et son aire à l'intégrale suivante :

$$A_G(x, \mu, \sigma) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{\mu-z\sigma}^{\mu+z\sigma} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2\right] dx \quad ; \quad z = \frac{|x-\mu|}{\sigma} \quad (3.20)$$

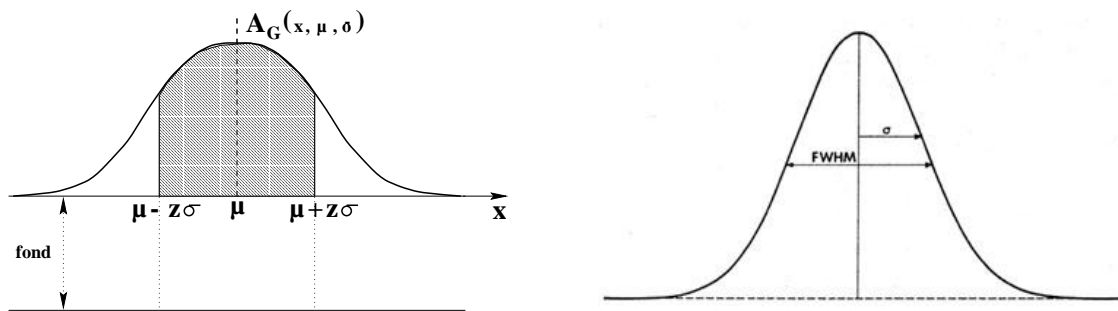


FIG. 3.15 – Intégrale de la distribution gaussienne. La zone délimitée représente l'aire calculée entre $x = \pm z \sigma$ (à gauche). Définition de la largeur à mi-hauteur FWHM et de la déviation standard σ pour une distribution gaussienne (avec $FWHM = 2.35482\sigma$) (à droite).

z	Aire	P/z	F_q
0.0	.0	.0	.0
0.1	.07966	.7966	.06346
0.2	.15852	.7926	.12564
0.3	.23582	.7861	.18538
0.4	.31084	.7771	.24155
0.5	.38292	.7658	.29324
0.6	.45149	.7525	.33975
0.7	.51607	.7372	.38045
0.8	.57629	.7204	.41516
0.9	.63188	.7021	.44364
1.0	.68269	.68269	.46607
1.1	.72866	.6624	.48266
1.2	.76985	.6415	.49386
1.3	.80639	.6203	.50020
1.4	.83848	.5989	.50217
1.5	.86638	.5776	.50042
1.6	.89039	.5565	.49550
1.7	.91086	.5358	.48804
1.8	.92813	.5156	.47854
1.9	.94256	.4961	.46760
2.0	.95449	.4772	.45548
2.1	.96426	.4592	.44279
2.2	.97219	.4419	.42961
2.3	.97855	.4255	.41637
2.4	.98360	.4098	.40308
2.5	.98758	.3950	.39009
2.6	.99067	.3810	.37745
2.7	.99306	.3678	.36525
2.8	.99489	.3553	.35348
2.9	.99627	.3435	.34222
3.0	.9973002	.3324	.33150

TAB. 3.1 – *Grandeurs calculées de l'aire de la distribution gaussienne, du rapport pic sur fond P/z et du facteur de qualité F_q pour des valeurs de z croissantes.*

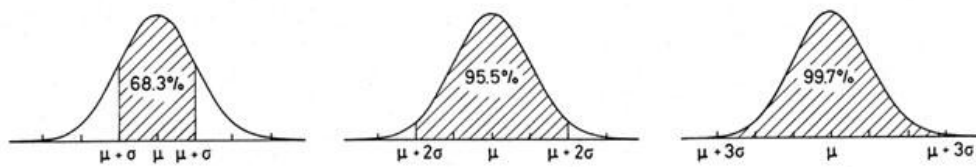


FIG. 3.16 – *Exemple d'aire intégrée pour z égal à une, deux ou trois déviations standards.*

Le tableau 3.1 donne la surface intégrée sous la distribution gaussienne pour des valeurs de déviation standard croissantes et une illustration est donnée pour trois valeurs de z dans la figure 3.16. Cette surface étant normalisée, l'aire calculée peut être assimilée à un pourcentage de l'aire totale. La quantité P/z représente le rapport pic sur fond du nombre d'évènements "photopic" sur le nombre d'évènements contribuant au fond suivant la largeur choisie pour la fenêtre en supposant que le fond sous le pic est plat et que sa hauteur est prise de manière arbitraire égale à 1.

La valeur F_q est un facteur de qualité, résultat du produit Aire par P/z , et donne une indication quant au meilleur choix à faire pour un compromis statistique - pic sur fond. Ainsi, d'après l'évolution des valeurs de F_q la largeur de fenêtre optimale à prendre pour recueillir le maximum d'évènements "photopic" sans trop ramener de fond est donc 2.8σ ($z=1.4$).

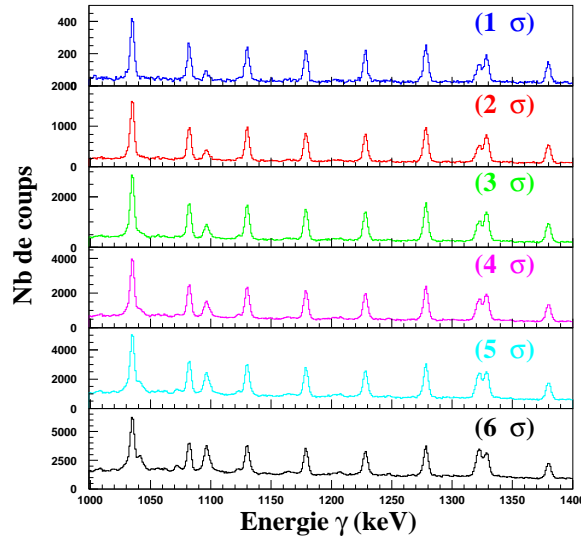


FIG. 3.17 – Evolution du spectre triplement conditionné de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb pour des fenêtres de sélection en énergie de largeurs croissantes données en multiple de déviations standards.

Pour vérifier cette hypothèse, la mesure de la valeur F_q relative à une transition d'énergie 1278 keV non sélectionnée de la bande yrast superdéformée a été effectuée pour différentes largeurs et combinaison de trois fenêtres posées parmi sept transitions du plateau ne présentant aucune contamination par une transition normalement déformée (cf. fig. 3.17).

Le résultat de ces mesures se trouve dans le tableau 3.2. L'aire du pic est obtenue par un fit gaussien qui permet également d'avoir accès à sa largeur à mi-hauteur exprimée en canaux. Cette information nous permet d'obtenir la valeur de la déviation standard en canaux en utilisant la formule mathématique de la largeur à mi-hauteur tel que $\text{FWHM} = 2.35482 \sigma$.

Un fond a été mesuré à côté du pic d'intérêt pour une largeur de 50 canaux, normalisé à la largeur à mi-hauteur de ce pic et finalement estimé pour une largeur correspondant en canaux à 6σ , soit une largeur de pic représentant 99.7% de l'aire totale. La valeur du pic sur fond est alors calculée comme le rapport de l'aire du pic sur un fond de même largeur.

z	Aire	P/F	F_q
0.5	1063	3.582	3808
1	4166	3.026	12606
1.15	4827	2.864	13824
1.4	6455	2.559	16517
1.5	7061	2.354	16624
1.6	7510	2.233	16768
1.7	7870	2.092	16467
1.8	8398	1.948	16357
1.9	8748	1.829	15997
2	9229	1.694	15631
2.5	10835	1.224	13263
3	12160	0.886	10774

TAB. 3.2 – *Grandeurs mesurées expérimentalement de l'aire, du rapport pic sur fond P/z et du facteur de qualité F_q pour la transition 1278 keV de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb .*

Nous pouvons remarquer que la valeur optimale pour F_q correspond à une largeur de 3.2σ , alors que notre estimation théorique correspondait à 2.8σ . Cette différence peut en partie s'expliquer par le fait que nous avons considéré un fond plat, ce qui est une hypothèse valable pour un seul pic mais qui ne l'est plus sur la gamme d'énergie de 850 à 1250 keV où se répartissent les transitions sélectionnées. Ainsi, le fond Compton décroissant sur cet intervalle, la largeur optimale pour le pic de plus basse énergie peut être augmentée progressivement jusqu'au dernier pic choisi. Nous reviendrons sur cette remarque et sur d'autres considérations à la fin de cette section.

La première évidence de transition de liaison entre la bande yrast superdéformée et le puits normalement déformé consistant en une transition d'environ 2.8 MeV, il est intéressant de vérifier que le meilleur choix de largeur de fenêtre en pratique pour une raie à 1278 keV le reste pour une éventuelle transition située près de 3 MeV.

Pour réaliser ce test, l'aire d'une transition à 3 MeV a été estimée suivant le postulat que son intensité était de 1% par rapport au plateau superdéformé et corrigée en fonction de l'efficacité de détection. Ainsi pour chaque spectre généré avec les différentes largeurs de fenêtre, la mesure du fond a été faite autour de 3 MeV nous permettant avec l'aire estimée d'obtenir une valeur du pic sur fond attendue. Les résultats menant à l'estimation du facteur de qualité sont résumés dans le tableau 3.3.

z	Aire	P/F	F_q
0.5	7	0.233	1.633
1	27	0.213	5.747
1.15	31	0.211	6.530
1.4	42	0.185	7.753
1.5	46	0.168	7.746
1.6	48	0.162	7.776
1.7	51	0.154	7.878
1.8	54	0.145	7.843
1.9	56	0.135	7.567
2	59	0.127	7.490
2.5	70	0.091	6.398
3	78	0.068	5.316

TAB. 3.3 – *Grandeurs estimées de l'aire, du rapport pic sur fond P/z et du facteur de qualité F_q pour une transition de liaison de 3 MeV ayant une intensité de 1% par rapport au plateau de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb .*

Le maximum du facteur F_q se trouve pour z égal à 1.7 σ , ce qui reste une valeur proche de celle obtenue pour une transition à 1278 keV. La recherche de transition de faible intensité laisse peu de marge de manœuvre en ce qui concerne le choix de largeur de fenêtre mais nous verrons ultérieurement qu'il est parfois utile de sacrifier la statistique au profit de la propreté des spectres.

Cependant en pratique d'autres contraintes viennent considérablement compliquer ce choix de largeur de fenêtre. En effet nous ne nous sommes limités dans cet exercice qu'au choix de transitions du plateau superdéformé exemptes de contamination par des pics normalement déformés. Dans le cas contraire il faut donc s'assurer que la largeur de fenêtre ne "déborde" pas sur une transition intense du schéma normalement déformé. De plus, si une fenêtre est placée sur une transition n'appartenant pas au plateau superdéformé, il faut tenir compte de son intensité relative par rapport au plateau. Dans l'absolu il faudrait également corriger la largeur optimale des fenêtres en fonction de l'évolution du fond Compton et de l'efficacité de détection. A partir de toutes ces remarques une série de fenêtres a été constituée et utilisée dans la suite des études développées dans les paragraphes suivants.

3.5.3 Etude de l'influence de la sélection en multiplicité

En choisissant de conserver l'information sur la multiplicité nous envisageons de pouvoir sélectionner les événements de haute multiplicité caractéristiques des grandes cascades gamma des bandes superdéformées. Nous pensions également pouvoir obtenir un gain en statistique, point crucial dans la recherche de transitions de liaison très peu intenses, en utilisant la sélection en multiplicité comme contrainte supplémentaire sur des spectres gamma en coïncidences doubles au lieu de travailler en coïncidences triples.

Malheureusement il s'est avéré que même en prenant un seuil très élevé en multiplicité nous ne pouvions pas obtenir une sélectivité aussi bonne qu'en travaillant en coïncidences triples (fold 4) sans sélection. Ce fait est représenté dans la figure 3.18 où il est aisé de constater que le rapport pic sur fond est nettement meilleur en fold 4 pour une statistique quasi identique.

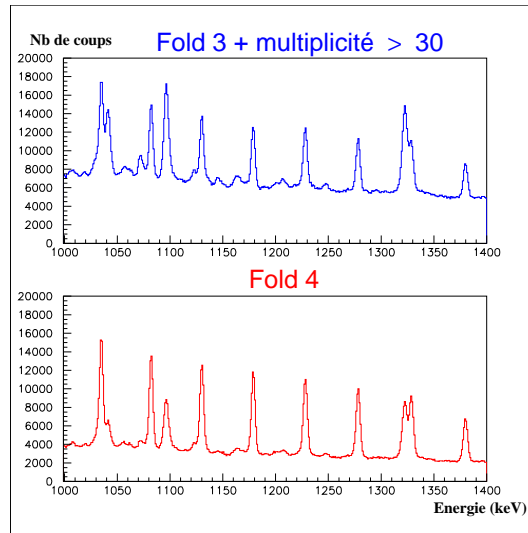


FIG. 3.18 – Comparaison des spectres de la bande *yrast* superdéformée du noyau ^{151}Tb en fold 4 (figure du bas) et en fold 3 avec un seuil de 30 sur la multiplicité (figure du haut).

Lors de la recherche de transitions de liaison entre les puits super- et normalement déformés dans le noyau ^{152}Dy , l'utilisation de spectres en coïncidences doubles a été rendue possible en identifiant le noyau par son état isomérique $J^\pi = 17^+$ de 60ns (isomer tagging) fortement alimenté par la bande *yrast* superdéformée. Cette méthode a l'avantage de nettoyer le spectre de toute contamination produite par les autres voies possibles de réaction. Ainsi l'analyse en fold plus faible permet d'obtenir un gain d'un ordre de grandeur en statistique.

Nous avons alors décidé d'étudier l'influence de la sélection en multiplicité pour des spectres en coïncidences triples. Dans le tableau 3.4 sont regroupés les résultats de cette étude. Malgré une légère amélioration du rapport pic sur fond observée lorsque le seuil sur la multiplicité augmente jusqu'à 28, le facteur de qualité lui ne cesse de décroître à partir du moment où un seuil est placé.

<i>type</i>	<i>Aire</i>	<i>P/F</i>	<i>F_q</i>
<i>sans</i>	36068	1.17037	42212
$M > 20$	34032	1.19007	40500
$M > 21$	33020	1.19915	39596
$M > 22$	31427	1.21304	38122
$M > 23$	29301	1.23518	36192
$M > 24$	26378	1.25737	33167
$M > 25$	22978	1.28389	29501
$M > 26$	19185	1.31334	25196
$M > 27$	15278	1.33146	20342
$M > 28$	11640	1.33240	15509
$M > 29$	8345	1.31710	10991
$M > 30$	5609	1.28808	7225

TAB. 3.4 – Grandeurs mesurées expérimentalement de l'aire, du rapport pic sur fond P/z et du facteur de qualité F_q pour la transition 1278 keV de la bande *y*rast superdéformée du noyau ^{151}Tb en fold 4 pour des valeurs croissantes du seuil sur la multiplicité.

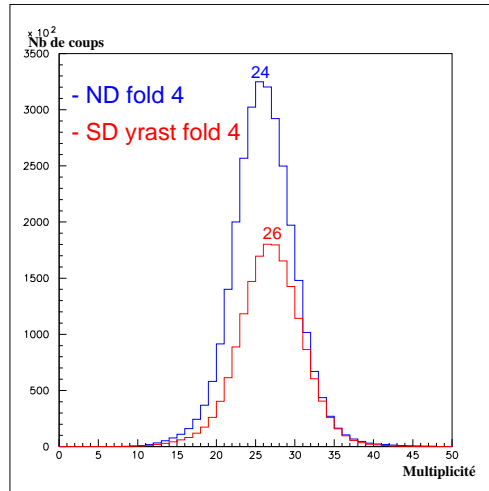


FIG. 3.19 – Distribution des multiplicités pour les puits superdéformé (SD) et normalement déformé (ND) du noyau ^{151}Tb . (La statistique des distributions n'est pas représentative, mais a été ajustée de manière à rendre le graphique plus lisible)

La différence entre les centroïdes des distributions de multiplicité (cf. fig. 3.19) pour la bande yrast superdéformée et pour une série de transitions en cascade du puits normalement déformé n'est que de deux unités ce qui permet d'expliquer la difficulté rencontrée d'obtenir une réelle sélection des événements superdéformés. Il est alors encore plus illusoire de penser pouvoir obtenir une quelconque amélioration significative pour la recherche de transitions de liaison de deux ordres de grandeurs plus faibles en intensité.

3.5.4 Soustraction de fond

Classiquement, la technique de soustraction consiste à soustraire le spectre de projection totale (prjtot) ou un spectre de fold inférieur (fold-1 ou fold-2) au spectre d'intérêt. Ces soustractions présentent chacune des avantages et des inconvénients.

Le spectre de projection totale est représentatif de la voie principale d'évaporation de la réaction mais les intensités des divers pics normalement déformés constituant ce spectre ne sont pas représentatives des intensités des pics réellement en coïncidence avec telle ou telle bande superdéformée. La soustraction de fond utilisant le spectre de projection totale est donc assez grossière mais présente l'avantage d'apporter des fluctuations statistiques faibles dans le spectre final, puisque le nombre de coups dans le spectre de projection totale est conséquent.

Pour obtenir des soustractions plus précises, il faut générer des spectres "fond" plus représentatifs du fond présent dans le spectre des bandes superdéformées. Pour ce faire nous utilisons des spectres conditionnés par les énergies de la bande superdéformée d'intérêt mais de fold inférieur. C'est à dire que si nous voulons étudier une bande superdéformée en fold 4, nous utiliserons comme spectres "fond" les spectres de cette même bande mais en fold 2 ou 3. L'inconvénient majeur de ce type de soustraction est qu'il soustrait également des coups dans les pics de la bande superdéformée étudiée. De plus, ces spectres ne disposent pas d'une statistique aussi importante que celui de la projection totale et produisent donc en les soustrayant plus de fluctuations statistiques.

Dans l'étude sur le choix des largeurs de fenêtre nous avons constaté que plus les fenêtres de sélection s'élargissent plus le rapport pic sur fond diminue. Nous avons alors envisagé de générer un spectre fond représentatif de la bande yrast superdéformée en soustrayant d'un spectre conditionné par des fenêtres larges de 6σ un autre spectre obtenu avec les fenêtres les plus fines possibles. Le coefficient de soustraction entre ces deux spectres est obtenu en comparant les aires d'un même pic superdéformé.

Cette technique permet d'obtenir un spectre fond très proche du fond véritable ne contenant aucun pic de la bande superdéformée. Les fluctuations statistiques qu'il introduit par contre sont comparables à celles d'un spectre fond de type fold-1.

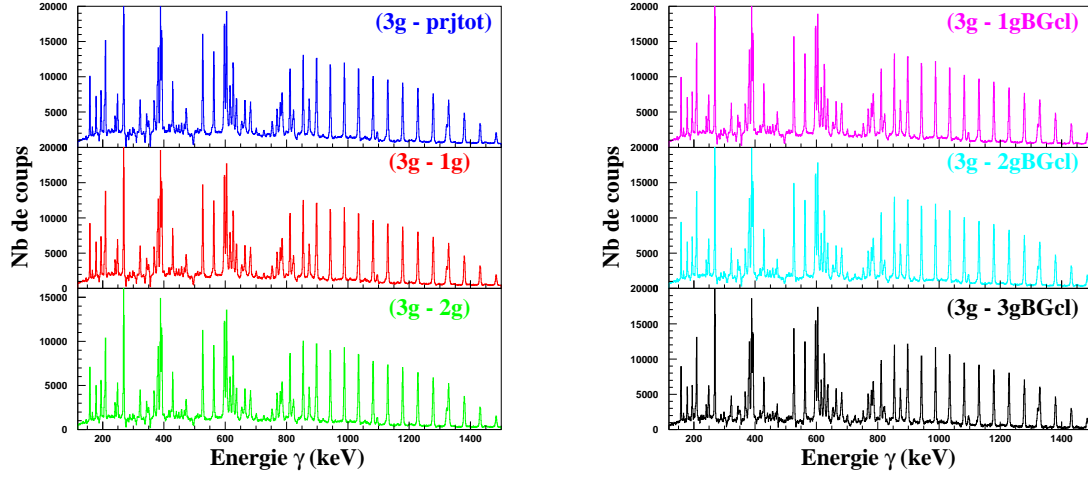


FIG. 3.20 – Spectres de la bande *yrast* superdéformée du noyau ^{151}Tb en fold 4 ($3g$) obtenus après soustraction d'un spectre fond de fold inférieur (fold 2 ($1g$) ou fold 3 ($2g$)) ou du spectre de projection totale($prjtot$)(à gauche). Spectres de la bande *yrast* superdéformée du noyau ^{151}Tb en fold 4 ($3g$) obtenus après soustraction des nouveaux spectres fond générés par la différence des spectres créés par des fenêtres de sélection en énergie larges et fines de même fold (fold 2 ($1gBGcl$), fold 3 ($2gBGcl$) ou fold 4 ($3gBGcl$))(à droite).

<i>type</i>	<i>Aire</i>	<i>P/F</i>	<i>F_q</i>
$3g - 1g$	32526	4.424	143884
$3g - 2g$	26871	5.696	153067
$3g - 1gBGcl$	34191	4.340	148396
$3g - 2gBGcl$	34080	5.653	192645
$3g - 3gBGcl$	31617	6.465	204401
$3g - prjtot$	33535	3.802	127500

TAB. 3.5 – Grandeurs mesurées expérimentalement de l'aire, du rapport pic sur fond P/z et du facteur de qualité F_q pour la transition 1278 keV de la bande *yrast* superdéformée du noyau ^{151}Tb en fold 4 pour les différents types de soustraction.

Nous avons donc comparé les valeurs du rapport pic sur fond et du facteur de qualité pour les différentes soustractions de fond “classiques” et celles que nous

obtenons en utilisant le nouveau spectre fond. Les coefficients de soustraction étant différents dans chacun des cas, ceux-ci ont été ajustés jusqu'à ce que le spectre résultat ne présente aucun pic négatif. Les résultats de cette étude se trouvent dans le tableau 3.5 et sont illustrés par les différents spectres obtenus après soustraction dans la figure 3.20. Il en ressort que la meilleure qualité de spectre est obtenue avec les spectres fonds de type 2gBGcl et 3gBGcl. Notez également que la statistique dans les pics superdéformés reste optimale avec la nouvelle méthode de soustraction de fond.

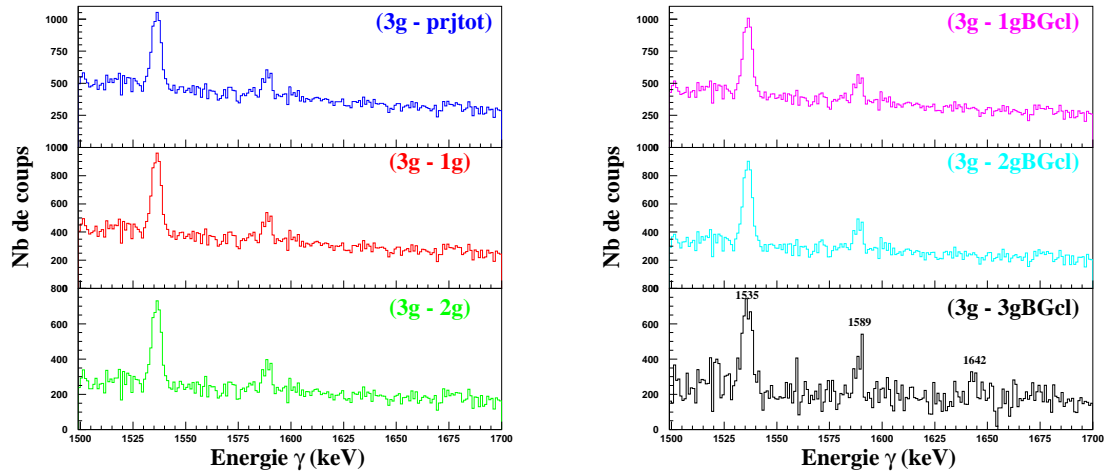


FIG. 3.21 – Détail de la zone d'alimentation de la bande *yrast* superdéformée du noyau ^{151}Tb en fold 4 pour les différents types de soustraction. Le spectre obtenu avec la soustraction de type 3gBGcl est la seule permettant l'observation d'une nouvelle transition à 1642 keV.

En observant pour les divers spectres la zone d'alimentation de la bande superdéformée *yrast* illustrée dans la figure 3.21 il apparaît que seul le cas de notre nouvelle méthode de soustraction en coïncidences quadruples permet de mettre en évidence une possible nouvelle transition à 1642 keV (spectre 3g-3gBGcl).

Cette observation vient confirmer les résultats obtenus pour les mesures du rapport pic sur fond et des calculs du facteur de qualité (cf. tab. 3.5). Néanmoins, cette méthode de soustraction entraîne l'apparition de fluctuations statistiques importantes dans le spectre final puisque le fond soustrait est du même ordre de grandeur que le spectre initial. Ainsi, pour la recherche d'événements faibles comme les transitions de liaison entre puits super- et normalement déformés, il sera préférable d'utiliser une soustraction avec un fold inférieur.

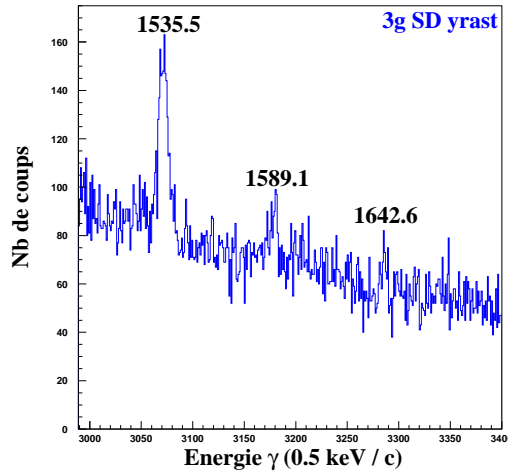


FIG. 3.22 – Spectre de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb en fold 4 sans soustraction de fond pour une sélection de fenêtres en énergie de faible largeur (2 keV).

Il est à noter que la transition de 1642 keV a également été observée avec des conditions de sélection de fenêtres en énergie totalement différentes et sans soustraction. En effet, en choisissant des fenêtres en énergie très fines (2 keV de large) afin de privilégier la valeur du rapport pic sur fond au désavantage de la statistique cette transition à 1642 keV apparaît très nettement (cf. fig. 3.22).

Une fois les diverses opérations mentionnées dans la section 3.4 réalisées, et les données compressées rangées sous forme d'un "List Mode" et d'une database, nous avons débuté leur exploitation en appliquant les techniques d'analyse testées précédemment. Dans le chapitre suivant sont présentés et discutés les résultats de ces analyses ainsi que notre interprétation appuyée par des calculs théoriques.

“Ne rien trouver c’est déjà un résultat.”

RÉSULTATS D’ANALYSE

ET

DISCUSSION

Chapitre 4

RÉSULTATS D'ANALYSE ET DISCUSSION

Dans ce chapitre seront présentés les résultats de l'analyse de l'expérience effectuée en 2001. Nous avons délibérément choisi de présenter ces résultats en respectant la logique de déroulement de la désexcitation du puits superdéformé vers les états normalement déformés.

Nous débuterons donc par la présentation des résultats de la recherche de nouvelles bandes superdéformées pour les isotopes $^{151,152}\text{Tb}$ ainsi que l'extension et l'amélioration de la précision des bandes superdéformées connues précédemment.

Nous aborderons ensuite l'étude de la désexcitation de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb . Enfin, nous terminerons par la comparaison des bandes normalement déformées de la région de masse $A \sim 150$ à celles découvertes pour la première fois dans le noyau ^{151}Tb .

4.1 Spectroscopie du puits superdéformé

La statistique importante apportée par l'expérience effectuée en 2001 nous a permis à la fois de rechercher de nouvelles bandes superdéformées ainsi que d'étendre aussi bien à basse qu'à haute fréquence de rotation les bandes superdéformées déjà connues et d'améliorer la précision sur les énergies des transitions.

Dans la réaction $^{27}\text{Al} + ^{130}\text{Te}$ à 155 MeV et avec les conditions de déclenchement de l'acquisition de EUROBALL choisies, l'isotope ^{151}Tb produit par la voie d'évaporation de 6 neutrons apparaît majoritairement dans le spectre gamma à hauteur de 77%. Les isotopes 150 (voie 7n) et 152 (voie 5n) du Terbium y sont présents dans une moindre proportion, 10% et 13% respectivement.

La région d'entrée dans le plan Spin - Energie d'excitation après évaporation de 7 neutrons se trouvant plus bas que celle de la voie d'intérêt 6n, l'alimentation du noyau de ^{150}Tb est coupée par les conditions de déclenchement et ne favorise donc pas la recherche de nouvelles bandes superdéformées. Nous avons donc axé principalement la recherche de nouvelles bandes superdéformées dans les isotopes 151 et 152 du Terbium.

4.1.1 Terbium 150 : un cas délicat de bifurcations $\Delta I = 4$

Les bifurcations $\Delta I = 4$ ont été observées pour la première fois en 1993 par S.Flibotte et collaborateurs [Fli93], lorsqu'ils remarquèrent que le moment d'inertie dynamique de la bande yrast superdéformée du noyau ^{149}Gd présentait de légères et régulières oscillations. Depuis lors des études ont été menées dans la région de masse $A \sim 150$ et de nombreux autres cas ont été mentionnés. Cependant, même si l'observation de bifurcations $\Delta I = 4$ dans le cas de la bande yrast superdéformée du noyau ^{149}Gd a été confirmée, d'autres ont été remis en question à cause de la ténuité de ces oscillations. Pour expliquer ce phénomène de bifurcations les interprétations les plus fréquemment avancées sont la présence d'une déformation du noyau présentant une symétrie C4 [Ham94] [Ham95] ou l'interaction de bandes rotationnelles proches en énergie [Sun95] [Sun96].

La figure 4.1 représente le spectre de la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb obtenu par une analyse en coïncidences quadruples (fold 5) à partir duquel nous avons mesuré les énergies des transitions. L'incertitude donnée provient de la somme de l'erreur statistique et de l'écart par rapport à la valeur moyenne du centroïde sur plusieurs mesures.

L'expérience de longue durée réalisée en 2001 nous a donc donné l'opportunité de confronter les résultats de notre recherche d'éventuelles oscillations du moment d'inertie dynamique de la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb à ceux de l'étude menée initialement par N.Kintz [Kin00] sur les données de la réaction $^{124}\text{Sn}(^{31}\text{P}, 5n)^{150}\text{Tb}$ effectuée auprès de EUROBALL IV en 1999.

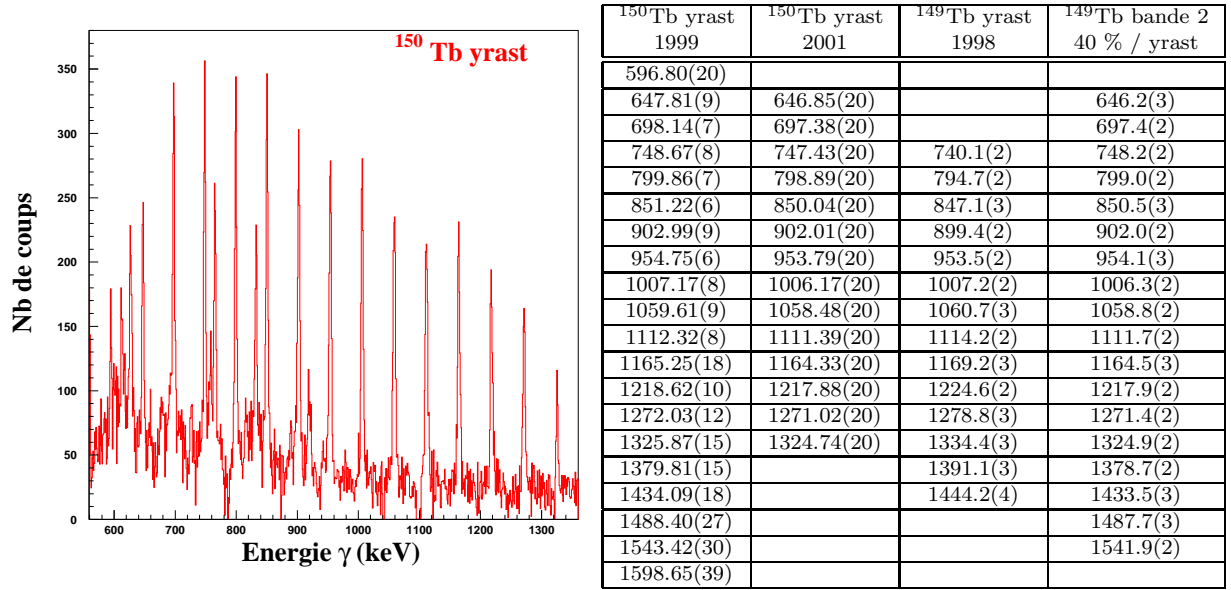


FIG. 4.1 – Spectre de la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb obtenu en coïncidences quadruples (à gauche). Tableau détaillant les énergies mesurées en 1999 et 2001 des transitions de la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb et celles des bandes yrast superdéformées et première excitée du noyau ^{149}Tb d'après la référence [Kha98] (à droite).

Si dans notre cas la production de l'isotope ^{150}Tb n'est pas assurée par la voie principale de réaction, et donc au détriment de la statistique, cette situation présente cependant l'avantage de nous préserver d'une possible contamination de l'isotope ^{149}Tb dans nos spectres. En effet le tableau de la figure 4.1 indique que les transitions de la bande yrast et de la première bande excitée du noyau ^{149}Tb ont des énergies très voisines de celles de la bande yrast du noyau ^{150}Tb . Par contre les états de haut spin n'ont pas pu être peuplés de manière aussi importante, réduisant la plage de fréquence de rotation de notre étude comparative.

La figure 4.2 illustre la comparaison du moment d'inertie dynamique calculé à partir des mesures effectuées en 1999 et 2001. Si nos mesures semblent confirmer l'observation d'oscillations sur toute la plage de fréquence de rotation considérée et plus particulièrement dans le domaine $0.3\text{MeV} < \hbar\omega < 0.475\text{ MeV}$ et au delà de 0.58 MeV , une simple variation de 0.1 keV sur deux transitions successives entre $\hbar\omega=0.475$ et 0.575 MeV suffit à faire disparaître l'oscillation sur cet intervalle. Les incertitudes que nous avons estimées étant de 0.2 keV il est impossible d'affirmer que le phénomène d'oscillation soit présent sur tout le domaine de fréquence de rotation. Pour pouvoir définitivement conclure, il faudrait assumer une précision supérieure à 0.1 keV sur l'énergie des transitions.

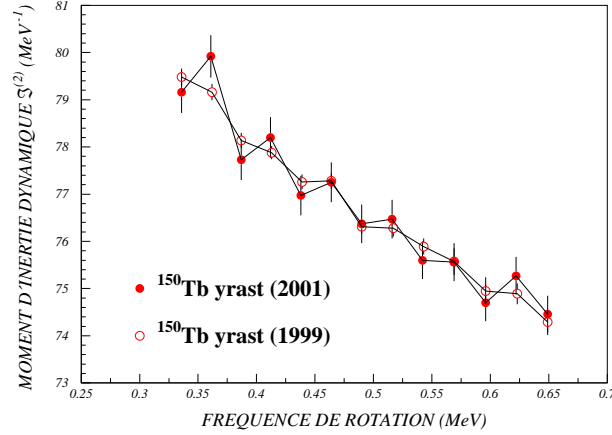


FIG. 4.2 – Comparaison du moment d’inertie dynamique de la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb extrait des données d’expériences réalisées en 1999 (cercles vides) et 2001 (cercles pleins) auprès de EUROBALL IV.

Toutefois il n’est pas exclu que le comportement du moment d’inertie présentant des oscillations à basse fréquence de rotation suivi d’une atténuation, et peut être même, d’une disparition des oscillations à des fréquences de rotation intermédiaires, et enfin une réapparition des oscillations à haute fréquence de rotation, ne soit pas la véritable signature de ce phénomène de bifurcations puisque cette observation a également été faite pour les noyaux $^{131,132,133}\text{Ce}$ [Sem96].

4.1.2 Terbium 151 : un challenger sérieux au titre du “noyau possédant le plus grand nombre de bandes superdéformées découvertes”

Les calculs théoriques prédisent l’existence probable d’une vingtaine de bandes superdéformées dans le noyau ^{151}Tb . A ce jour seulement huit de ces bandes ont été mises en évidence. Le record absolu du nombre de bandes superdéformées découvertes est déteu actuellement par le noyau ^{149}Gd avec un total de treize bandes [Byr98]. Les deux sections suivantes apportent de nouveaux éléments pour la connaissance de la structure superdéformée du noyau ^{151}Tb .

4.1.2.1 Recherche de nouvelles bandes superdéformées

Deux nouvelles bandes superdéformées (numérotées 9 et 10) ont été découvertes dans le noyau ^{151}Tb , portant dorénavant le nombre de bandes répertoriées dans ce noyau à dix.

CHAPITRE 4. RÉSULTATS D'ANALYSE ET DISCUSSION

La figure 4.3 regroupe le spectre de ces deux nouvelles bandes obtenu en coïncidences triples et les énergies des transitions γ relatives aux bandes 9 et 10 dans un tableau.

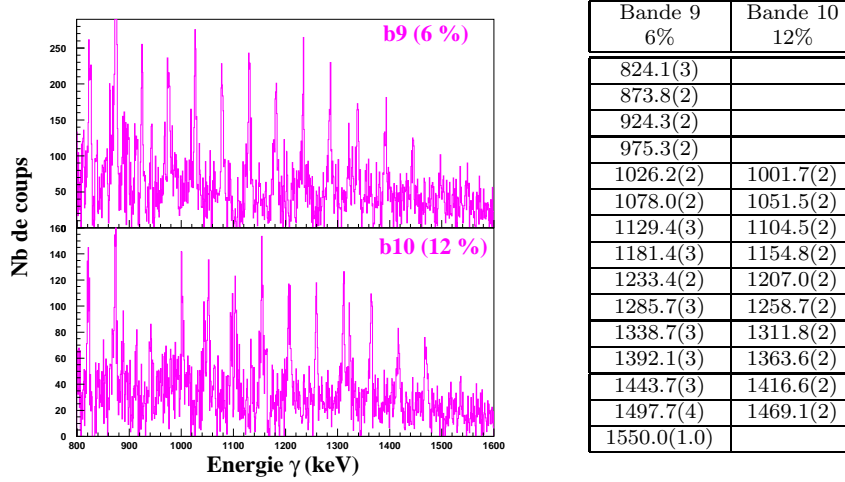


FIG. 4.3 – Spectres des nouvelles bandes superdéformées 9 et 10 du noyau ^{151}Tb obtenus en coïncidences triples. Les intensités indiquées sont relatives à celle de la bande yrast (à gauche). Tableau résumant les énergies des transitions des bandes superdéformées 9 et 10 du noyau ^{151}Tb (à droite).

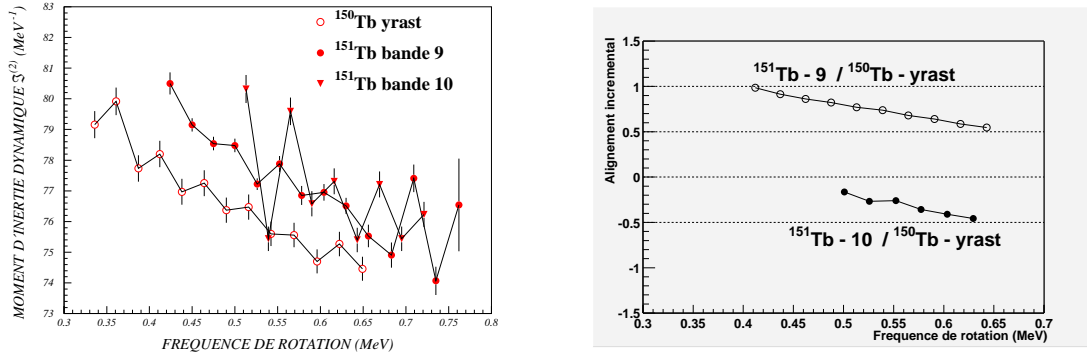


FIG. 4.4 – Moment d'inertie dynamique des bandes superdéformées 9 et 10 du noyau ^{151}Tb et de la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb (à gauche). Alignement incrémental des bandes superdéformées 9 et 10 du noyau ^{151}Tb par rapport à la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb (à droite).

En se reportant à la figure 4.4, nous pouvons remarquer que le moment d'inertie dynamique de la bande 9 présente la même variation que celui de la bande yrast du noyau ^{150}Tb mais avec une amplitude augmentée, laissant présager une configuration d'orbitales intruses identique. Quant au moment d'inertie dynamique de la bande 10, il présente de fortes oscillations autour de la bande 9 indiquant également une même configuration d'orbitales intruses. Le calcul de l'alignement incrémental par rapport à la bande yrast du noyau ^{150}Tb pour ces deux bandes (cf. fig. 4.4) montre qu'elles sont partenaires en signature. Ces deux bandes seraient donc construites sur l'excitation du $86^{\text{ème}}$ neutron de l'orbitale $\nu[770]1/2(\alpha = +1/2)$ vers un couple d'orbites partenaires en signature.

Les calculs de champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé ne sont probablement pas en mesure de reproduire les oscillations observées dans le moment d'inertie dynamique de la bande 10. D'après Y.Sun et collaborateurs [Sun95] [Sun96] ces oscillations seraient la conséquence d'un croisement de bandes avec une forte interaction et ils ont tenté de reproduire ce phénomène par des calculs du type modèle en couches en utilisant un opérateur de projection du moment angulaire. Etant dans l'impossibilité de réaliser de tels calculs dans le temps qu'il nous était imparti, nous nous sommes donc focalisés sur la détermination des configurations des autres bandes à notre disposition.

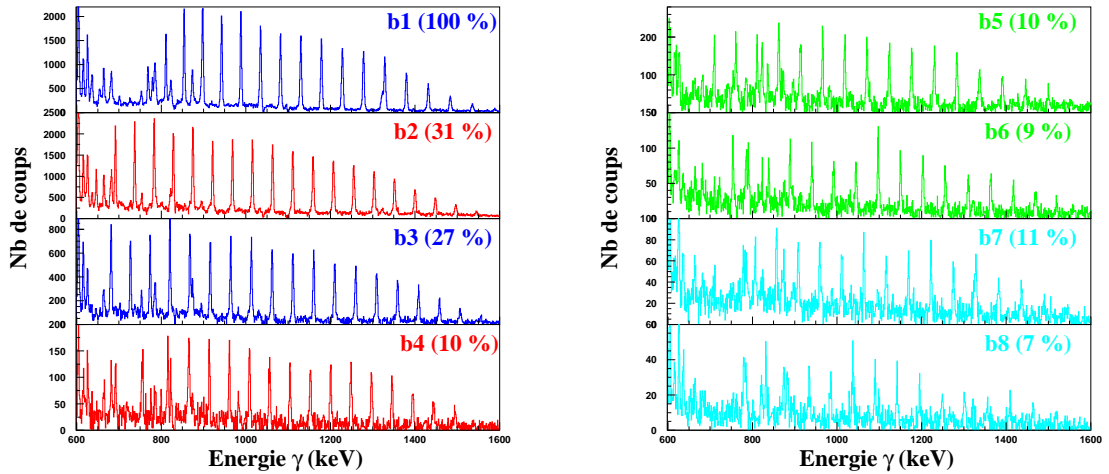


FIG. 4.5 – Spectres des bandes superdéformées du noyau ^{151}Tb obtenus en coïncidences quadruples. Les bandes partenaires en signature sont représentées dans la même couleur. Les intensités indiquées sont relatives à celle de la bande yrast.

4.1.2.2 Structure à haute fréquence de rotation

La statistique importante destinée à la recherche d'évènements rares que sont les transitions de liaison entre les puits super- et normalement déformé nous a également permis d'approfondir notre connaissance des nombreuses bandes précédemment découvertes et notamment d'étendre à haute fréquence de rotation les bandes excitées de plus faible intensité. Cette extension devrait nous permettre de lever certaines ambiguïtés et d'assigner définitivement les configurations d'orbitales de certaines bandes.

Bande 1 100%	Bande 2 31%	Bande 3 27%	Bande 4 10%	Bande 5 10%	Bande 6 9%	Bande 7 11%	Bande 8 7%
	556.2(2)						
	601.1(3)						
	646.2(2)						
	691.5(2)	681.2(2)					
	736.9(2)	726.9(2)	691.8(2)	709.9(2)			
768.63(16)	783.1(2)	773.5(2)	756.2(2)	760.9(2)	790.7(3)	753.8(5)	781.3(5)
810.77(15)	828.4(2)	820.5(2)	815.5(2)	811.0(2)	838.6(2)	806.4(3)	831.7(3)
853.86(14)	874.5(2)	867.8(2)	865.1(2)	862.2(2)	889.2(3)	857.1(3)	882.3(4)
897.72(15)	921.3(2)	915.6(2)	913.4(2)	913.4(2)	940.6(3)	908.2(3)	933.9(4)
942.58(14)	968.2(2)	963.9(2)	960.8(2)	965.5(2)	991.9(3)	959.7(3)	985.7(3)
988.19(14)	1015.5(2)	1012.8(2)	1008.4(2)	1018.1(2)	1044.7(3)	1011.3(3)	1037.7(3)
1034.73(15)	1063.0(2)	1061.8(2)	1056.0(2)	1071.2(2)	1097.2(2)	1063.5(2)	1089.7(3)
1081.84(14)	1110.8(2)	1111.1(2)	1104.3(2)	1123.4(2)	1150.1(3)	1116.0(3)	1141.9(4)
1129.81(14)	1158.7(2)	1160.3(2)	1152.3(2)	1176.0(2)	1203.1(3)	1168.8(3)	1195.1(3)
1178.48(15)	1206.8(2)	1209.8(2)	1200.4(2)	1229.8(2)	1256.3(3)	1222.2(3)	1248.5(5)
1227.89(15)	1254.8(2)	1259.4(2)	1248.4(2)	1283.3(2)	1309.8(3)	1275.2(3)	1301.1(4)
1277.95(15)	1303.0(2)	1309.0(2)	1297.0(2)	1336.8(3)	1363.7(3)	1327.9(4)	1355.3(5)
1328.38(15)	1351.5(2)	1358.7(2)	1345.5(2)	1391.1(3)	1416.7(3)	1381.9(3)	1408.8(4)
1379.51(16)	1399.7(2)	1408.2(2)	1394.3(2)	1445.5(3)	1469.3(4)	1435.7(4)	1463.5(4)
1431.12(16)	1448.2(2)	1457.7(2)	1443.5(3)	1499.5(3)	1518.9(5)	1489.3(4)	1517.3(5)
1483.27(18)	1496.3(2)	1506.6(3)	1494.3(4)	1553.9(6)	1558.0(1.0)	1545.0(1.0)	1572.0(1.0)
1535.45(25)	1544.1(3)	1555.8(3)	1558.5(5)	1611.0(1.0)		(1598.0(1.0))	
1589.1(4)	1594.2(1.0)	1604.3(8)	(1620.5(1.0))				
1642.6(1.0)							

TAB. 4.1 – Bandes superdéformées du noyau ^{151}Tb . Les intensités indiquées sont relatives à celle de la bande *yrast*. Les valeurs en rouge indiquent les nouvelles transitions, tandis que la mesure (énergie et précision) de celles en bleu a été améliorée d'au moins 1 keV.

La figure 4.5 représente les spectres obtenus en coïncidences quadruples des huit bandes superdéformées connues depuis 1995. Les énergies des transitions extraites de ces spectres sont reportées dans le tableau 4.1.

Pour illustrer l'extension à haute fréquence de rotation de ces huit bandes, un spectre détaillant les dernières transitions mises en évidence est donné dans les figures 4.6, 4.7, 4.8 et 4.9.

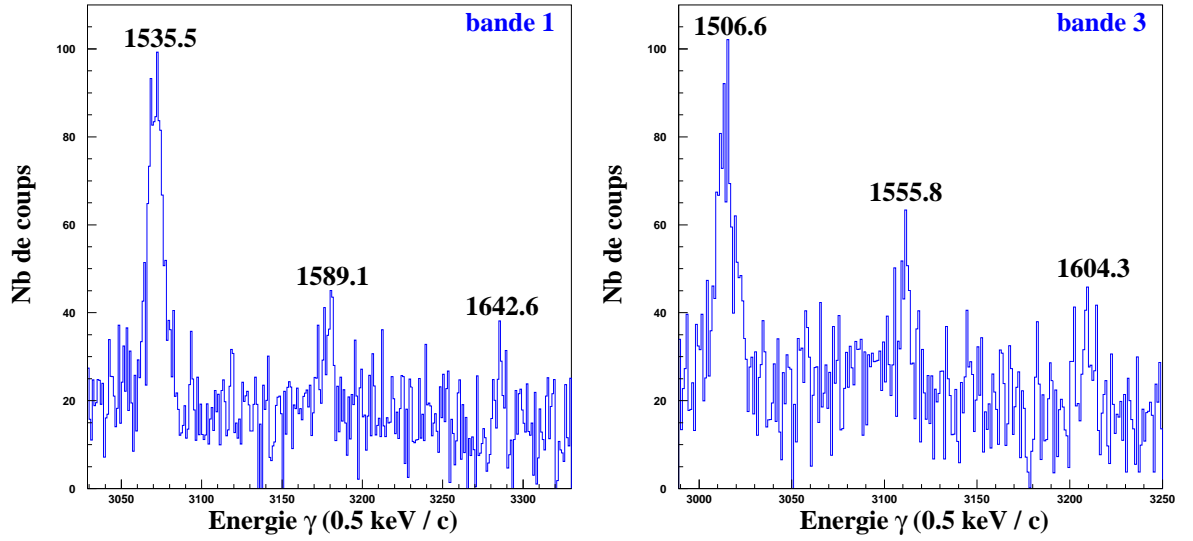


FIG. 4.6 – Détail du spectre des bandes superdéformées 1 et 3 du noyau ^{151}Tb à haute fréquence de rotation.

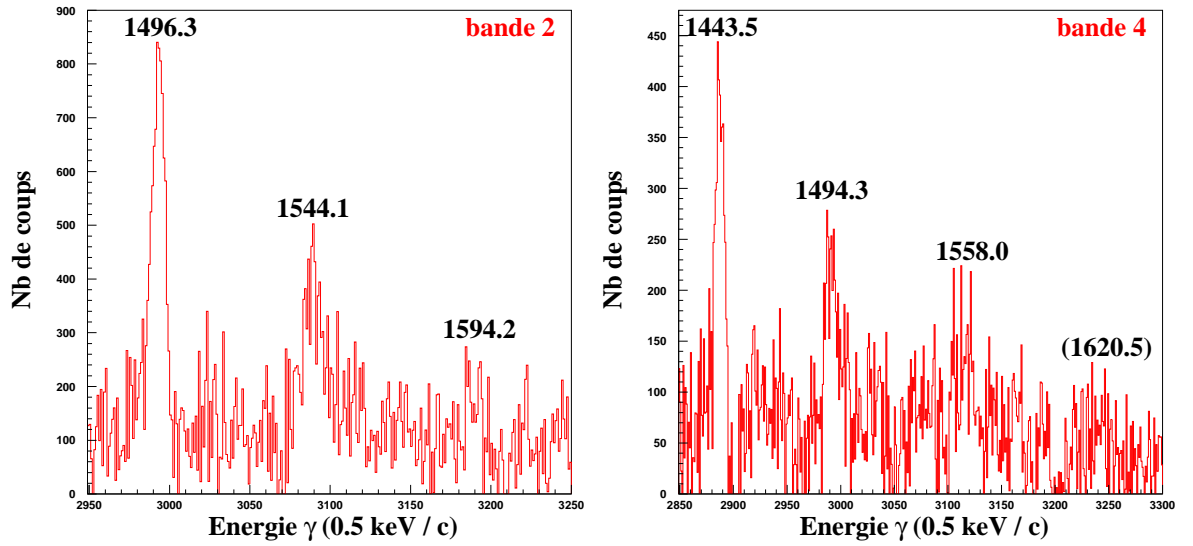


FIG. 4.7 – Détail du spectre des bandes superdéformées 2 et 4 du noyau ^{151}Tb à haute fréquence de rotation.

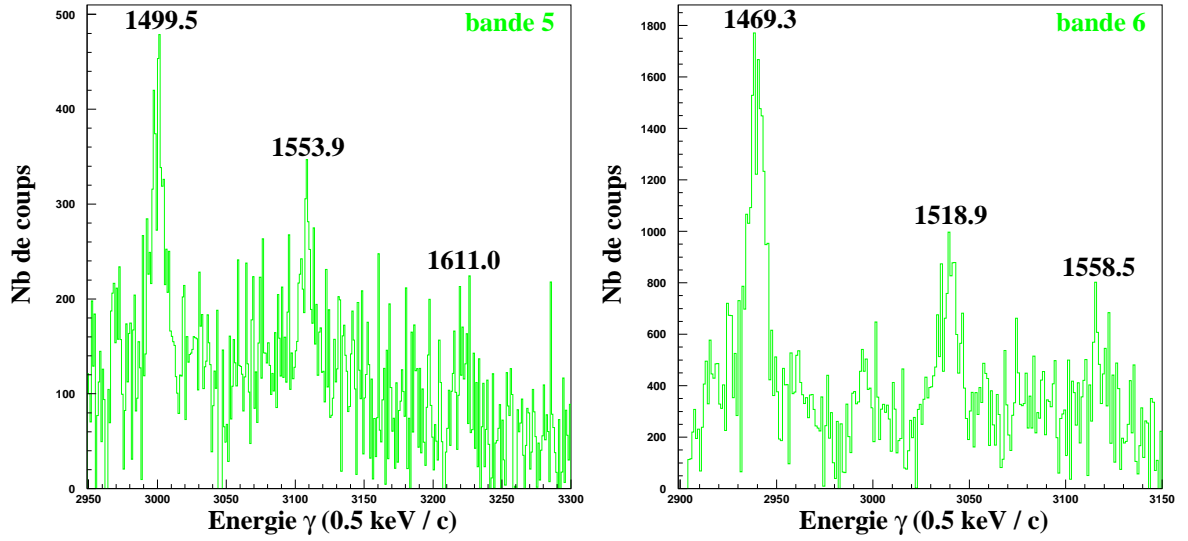


FIG. 4.8 – Détail du spectre des bandes superdéformées 5 et 6 du noyau ^{151}Tb à haute fréquence de rotation.

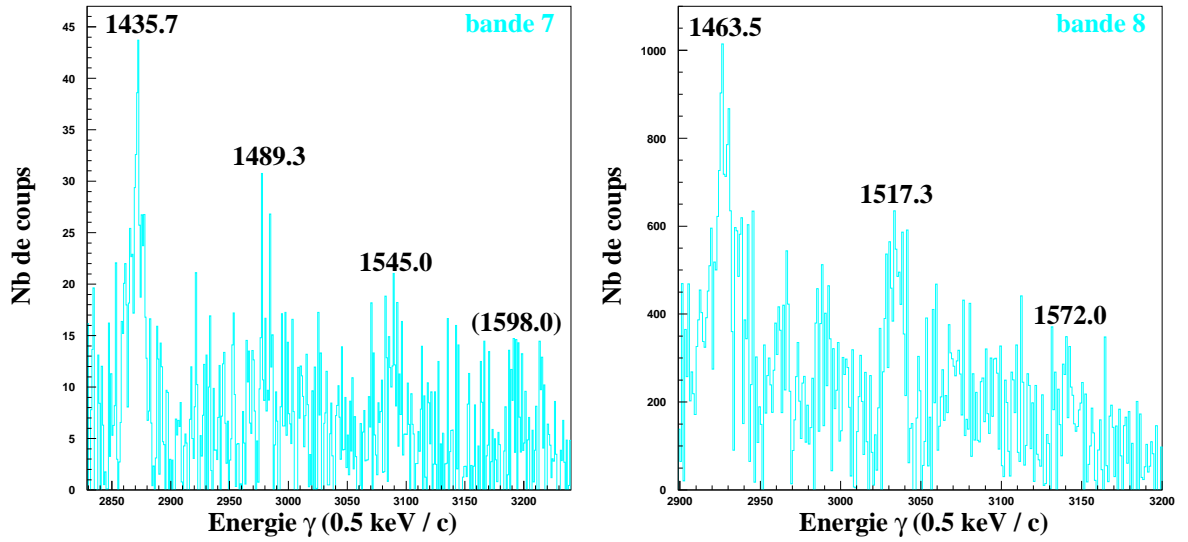


FIG. 4.9 – Détail du spectre des bandes superdéformées 7 et 8 du noyau ^{151}Tb à haute fréquence de rotation.

4.1. SPECTROSCOPIE DU Puits SUPERDÉFORMÉ

Les moments d'inertie dynamiques calculés à partir des données expérimentales sont représentés sur la figure 4.10 et regroupés selon leur type d'excitation. Les configurations établies jusqu'à présent pour ces diverses bandes sont résumées dans le tableau 2.3 de la section 2.2.2.

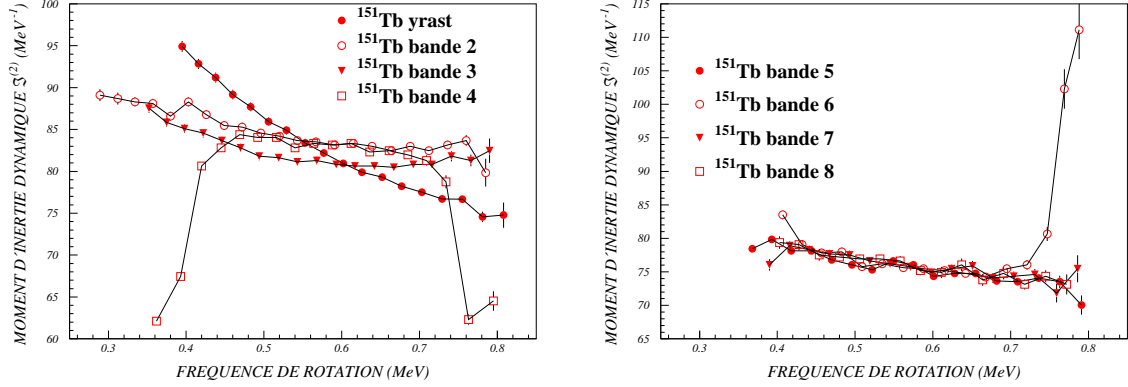


FIG. 4.10 – Moments d'inertie dynamiques des bandes superdéformées du noyau ^{151}Tb basées sur une excitation proton (à gauche). Moments d'inertie dynamiques des bandes superdéformées du noyau ^{151}Tb basées sur une excitation neutron (à droite).

Pour reproduire ces moments d'inertie dynamiques et déterminer les configurations des bandes superdéformées associées, nous avons effectué des calculs de champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé non relativiste (cf. section 1.1.6). Les paramètres de déformation de ces bandes n'étant pas établis avec précision, ceux-ci ont été recherchés pour nos calculs par essais successifs de sorte à obtenir la meilleure reproduction des données expérimentales.

La première étape consiste à essayer de reproduire le moment d'inertie dynamique de bandes yrast superdéformées afin de vérifier la validité des calculs. La figure 4.11 présente le résultat de ces calculs de champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé pour la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb pour les paramètres de déformation $\beta_2 = 0.59$ et $\beta_4 = 0.1$ et pour la bande yrast superdéformée du noyau ^{152}Dy pour les paramètres de déformation $\beta_2 = 0.62$ et $\beta_4 = 0.12$. Nous obtenons une reproduction satisfaisante des moment d'inertie dynamiques en appliquant le facteur de correction de 0.9 utilisé pour introduire l'influence du "pairing", et tous les résultats que nous présenterons par la suite pour des bandes superdéformées excitées seront corrigées de cette manière. La forte remontée du moment d'inertie dynamique est due à l'interaction des orbitales $\pi[301]1/2(\alpha = -1/2)(hf)$ et $\pi[770]1/2(\alpha = -1/2)(hf)$ (configuration prédominante à haute fréquence de rotation), qui intervient plus tôt dans le cas du noyau de ^{152}Dy à cause des paramètres de déformation plus élevés.

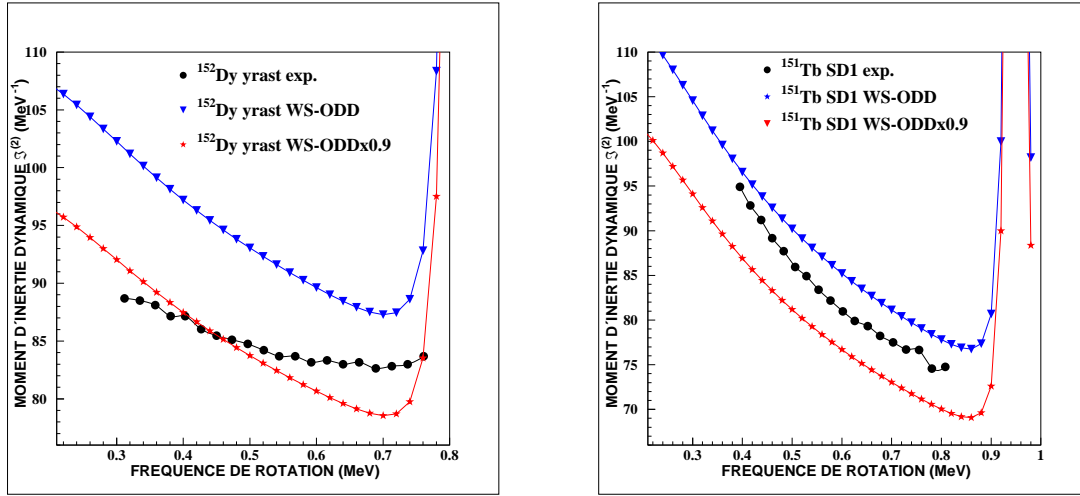


FIG. 4.11 – Moments d’inertie dynamiques des bandes yrast superdéformées des noyaux ^{152}Dy (à gauche) et ^{151}Tb (à droite). Les points noirs représentent les valeurs expérimentales, les triangles bleus les valeurs calculées par un champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé sans “pairing” et le trait rouge les valeurs corrigées d’un facteur 0.9 pour reproduire l’effet du “pairing”.

Nous allons à présent aborder l’étude des bandes construites à partir d’une excitation proton. Les trois bandes superdéformées excitées 2, 3 et 4 du noyau ^{151}Tb présentent un moment d’inertie dynamique similaire à celui de la bande yrast superdéformée du noyau ^{152}Dy (cf. fig. 4.12).

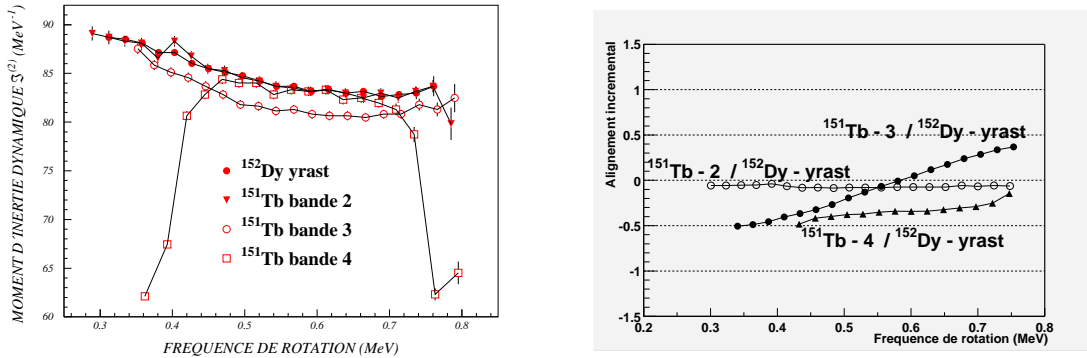


FIG. 4.12 – Moment d’inertie dynamique des bandes superdéformées 2, 3 et 4 du noyau ^{151}Tb et de la bande yrast superdéformée du noyau ^{152}Dy (à gauche). Alignement incrémental des bandes superdéformées 2, 3 et 4 du noyau ^{151}Tb par rapport à la bande yrast superdéformée du noyau ^{152}Dy (à droite).

Il est notable que l’identité entre la bande SD2 du noyau ^{151}Tb et la bande yrast superdéformée du noyau ^{152}Dy se retrouve sur tout le domaine de fréquence de rotation avec une même remontée en valeur du moment d’inertie dynamique

aux très hautes fréquences. Il a été établi que la bande SD2, identique à la bande yrast superdéformée du noyau ^{152}Dy , est construite à partir de l'excitation du proton de l'orbitale $\pi[301]1/2(\alpha = -1/2)$ vers l'orbitale $\pi[651]3/2(\alpha = +1/2)$. Nos calculs basés sur un champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé pour les paramètres de déformation $\beta_2 = 0.61$ et $\beta_4 = 0.11$ reproduisent convenablement le comportement fixé par les valeurs expérimentales (cf. fig. 4.13).

La bande suivante la plus intense (27% relativement à la bande yrast) est la bande SD3, pour laquelle la configuration $\pi 6^4([651]3/2(\alpha = -1/2))^{-1} \otimes \nu 7^2$ avait été avancée. En considérant la valeur légèrement inférieure de son moment d'inertie dynamique par rapport à celui de la bande yrast superdéformée du noyau ^{152}Dy , nous pouvons effectivement relier cette diminution au fait de vider l'orbitale $\pi([651]3/2(\alpha = -1/2))$. En effet, l'occupation de cette orbitale amène une contribution plus importante au moment d'inertie dynamique que celle des orbitales $\pi[301]1/2(\alpha = \pm 1/2)$. De plus, les calculs effectués pour cette bande en employant la configuration précédemment établie et les paramètres de déformation $\beta_2 = 0.61$ et $\beta_4 = 0.11$ donnent des résultats satisfaisants (cf. fig. 4.13). Pour obtenir une information supplémentaire, il faudrait pouvoir étendre les bandes SD2 et SD3 au delà de $\hbar\omega \approx 0.9$ MeV où l'interaction entre les orbitales $\pi[301]1/2(\alpha = -1/2)(hf)$ et $\pi[770]1/2(\alpha = -1/2)(hf)$ devrait avoir lieu.

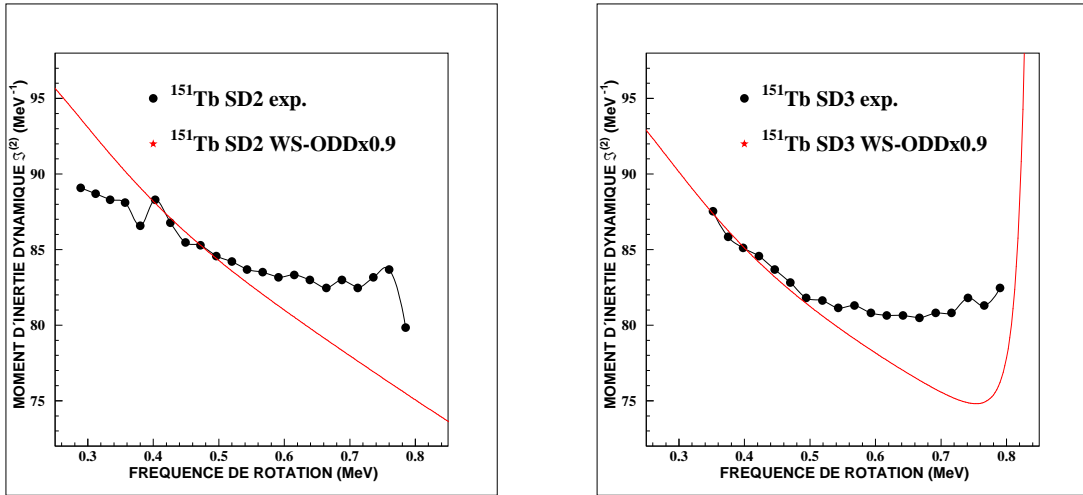


FIG. 4.13 – Moments d'inertie dynamiques des bandes superdéformées 2 et 3 du noyau ^{151}Tb . Les points noirs représentent les valeurs expérimentales et le trait rouge les valeurs calculées par un champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé et corrigées d'un facteur 0.9 pour reproduire l'effet du "pairing".

Par contre, la configuration précédemment assignée à la bande SD4, la proposant comme bande partenaire en signature de la bande SD2, n'est plus vérifiée. L'extension à basse et haute fréquence de rotation du moment d'inertie dynamique de la bande SD4 a mis en évidence deux irrégularités inexplicables en terme de contribution des orbitales occupées par la configuration $\pi 6^4([301]1/2(\alpha = +1/2))^{-1}$, comme le confirme les calculs réalisés pour cette configuration (cf. fig. 4.14). Le moment d'inertie dynamique ne pouvant être reproduit par une configuration similaire aux bandes SD2 et SD3, nous avons donc cherché une autre configuration susceptible de reproduire le comportement particulier de la bande SD4.

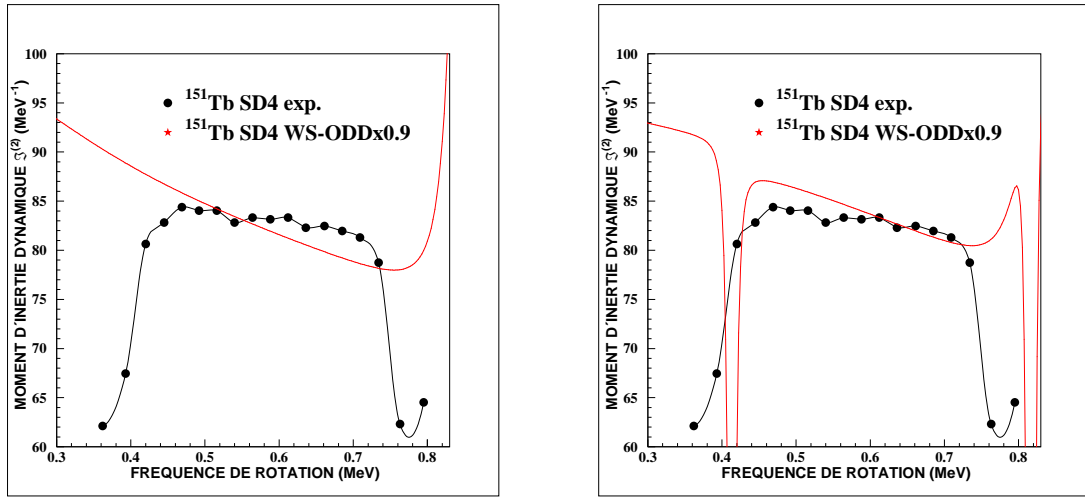


FIG. 4.14 – Moments d'inertie dynamiques de la bande superdéformée 4 du noyau ^{151}Tb . Les points noirs représentent les valeurs expérimentales et le trait rouge les valeurs calculées par un champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé et corrigées d'un facteur 0.9 pour reproduire l'effet du "pairing".

Le premier postulat que nous avons établi est que le moment d'inertie de la bande SD4 étant identique à celui de la bande yrast superdéformée du noyau ^{152}Dy sur une plage de fréquence de rotation entre $\hbar\omega \approx 0.5$ et 0.7 MeV il devait impérativement posséder la même configuration proton que la bande SD2. Il ne nous restait plus qu'à trouver une excitation neutron supplémentaire permettant de reproduire les décrochements à basse et haute fréquence de rotation. La figure 4.14 représente le moment d'inertie dynamique calculé par champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé pour les paramètres de déformation $\beta_2 = 0.61$ et $\beta_4 = 0.11$ en requérant l'excitation d'un proton de l'orbitale $\pi[301]1/2(\alpha = -1/2)$ vers l'orbitale $\pi[651]3/2(\alpha = +1/2)$ et l'excitation d'un neutron de l'orbitale $\nu[411]1/2(\alpha = -1/2)$ vers l'orbitale $\nu[761]3/2(\alpha = +1/2)$. Le comportement général du moment d'inertie dynamique de la bande 4 est plutôt bien reproduit, et le fait d'introduire une excitation

neutron supplémentaire pourrait expliquer la différence d'intensité entre la bande SD2 (31% relativement à la bande yrast) et la bande SD4 (10% par rapport à la bande yrast).

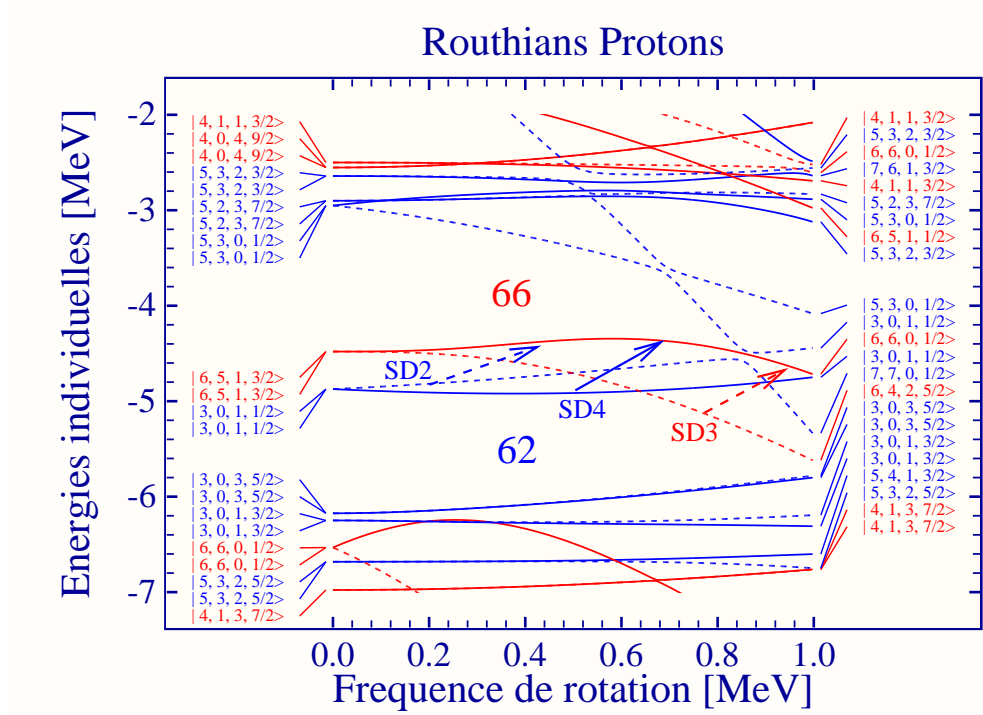


FIG. 4.15 – *Energies individuelles protons proches de la surface de Fermi dans le noyau ^{151}Tb en utilisant les paramètres de déformation $\beta_2 = 0.61$ et $\beta_4 = 0.11$. Les traits pleins représentent les orbitales avec $(\pi, \alpha) = (+, +1/2)$, les traits en pointillés celles avec $(\pi, \alpha) = (+, -1/2)$, les traits en pointillés-tirets celles avec $(\pi, \alpha) = (-, +1/2)$, les traits en tirets celles avec $(\pi, \alpha) = (-, -1/2)$.*

Les différentes excitations proposées pour les bandes superdéformées 2, 3 et 4 sont illustrées sur les figures 4.15 et 4.16. Nous allons à présent nous consacrer à l'étude des bandes superdéformées construites à partir d'une excitation neutron.

En ce qui concerne les bandes SD5 et SD6, leur moment d'inertie dynamique est très proche du moment d'inertie dynamique de la bande yrast du noyau ^{150}Tb (cf. fig. 4.17) nous renseignant sur leur configuration d'orbitales intruses. Par contre à haute fréquence de rotation seul celui de la bande SD6 présente un fort décrochement. Le calcul de l'alignement incrémental de ces deux bandes par rapport à la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb indiquent qu'elles sont partenaires en signature.

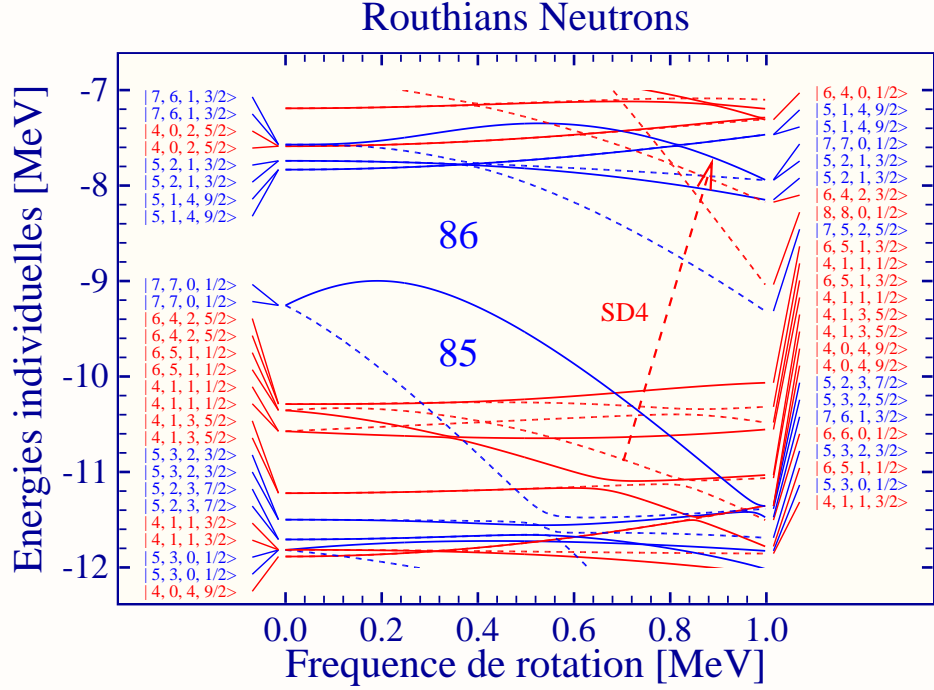


FIG. 4.16 – Energies individuelles neutron proches de la surface de Fermi dans le noyau ^{151}Tb en utilisant les paramètres de déformation $\beta_2 = 0.61$ et $\beta_4 = 0.11$. Les traits pleins représentent les orbitales avec $(\pi, \alpha) = (+, +1/2)$, les traits en pointillés celles avec $(\pi, \alpha) = (+, -1/2)$, les traits en pointillés-tirets celles avec $(\pi, \alpha) = (-, +1/2)$, les traits en tirets celles avec $(\pi, \alpha) = (-, -1/2)$.

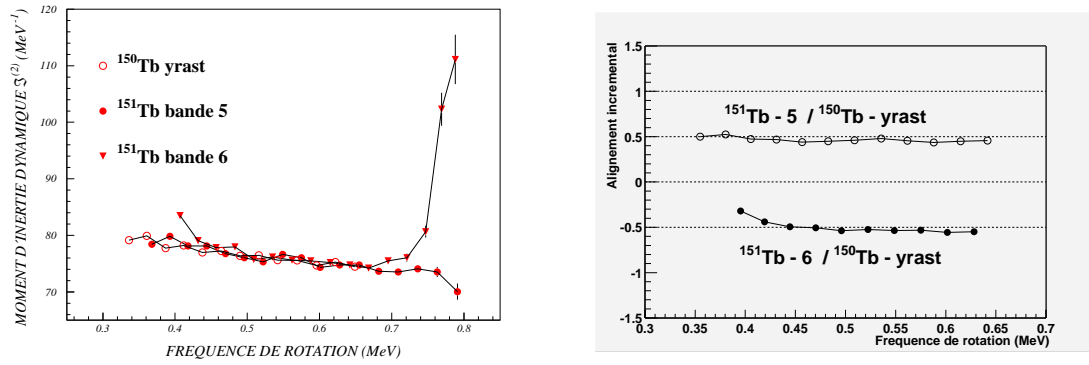


FIG. 4.17 – Moment d'inertie dynamique des bandes superdéformées 5 et 6 du noyau ^{151}Tb et de la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb (à gauche). Alignement incrémental des bandes superdéformées 5 et 6 du noyau ^{151}Tb par rapport à la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb (à droite).

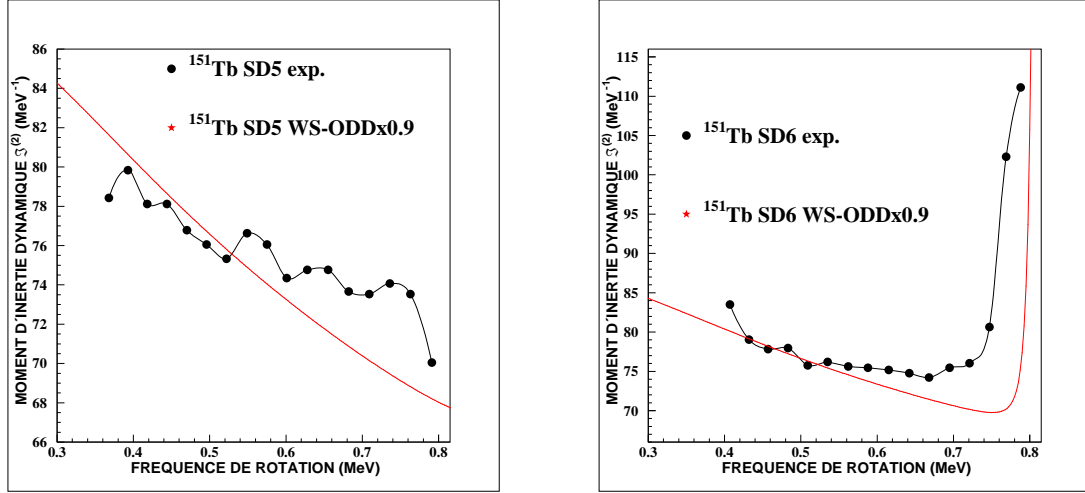


FIG. 4.18 – Moments d’inertie dynamiques des bandes superdéformées 5 et 6 du noyau ^{151}Tb . Les points noirs représentent les valeurs expérimentales et le trait rouge les valeurs calculées par un champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé et corrigées d’un facteur 0.9 pour reproduire l’effet du “pairing”.

Des calculs de champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé associés à l’excitation du $86^{\text{ème}}$ neutron de l’orbite $\nu[770]1/2(\alpha = +1/2)$ vers $\nu[402]5/2(\alpha = \pm 1/2)$ et pour des paramètres de déformation $\beta_2 = 0.59$ et $\beta_4 = 0.11$ ont été réalisés et ont permis d’assigner fermement la configuration des bandes SD5 et SD6 (cf. fig. 4.18). La brusque remontée du moment d’inertie dynamique de la bande 6 est expliquée par l’interaction entre l’orbitale neutron $\nu[402]5/2(\alpha = -1/2)$ et les orbitales $\nu[633]7/2(\alpha = -1/2)$ et $\nu[642]3/2(\alpha = -1/2)(hf)$, tandis que l’orbitale occupée dans le cas de la bande SD5 ne subit aucune interaction. Ainsi la configuration de la bande SD5 a été fixée à $\pi 6^3 \otimes \nu 7^1([402]5/2)^{-1}(\alpha = +1/2)$ et celle de la bande SD6 à $\pi 6^3 \otimes \nu 7^1([402]5/2)^{-1}(\alpha = -1/2)$.

Le moment d’inertie dynamique des bandes SD7 et SD8, identique à celui de la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb , ne s’en écarte pratiquement pas sur tout le domaine de fréquence considéré. Le calcul de l’alignement incrémental de ces deux bandes par rapport à la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb (cf. fig. 4.19) indiquent qu’elles sont également partenaires en signature.

La configuration proposée par N.El Aouad et collaborateurs [Aou00] ayant déjà été employée pour le couple de bandes SD5 et SD6, nous avons essayé l’autre configuration restée inutilisée, soit $\nu 7^1([521]3/2(\alpha = \pm 1/2))^+1$. La figure 4.20 réunit les résultats obtenus pour les calculs de champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé et des paramètres de déformation $\beta_2 = 0.58$ et $\beta_4 = 0.1$.

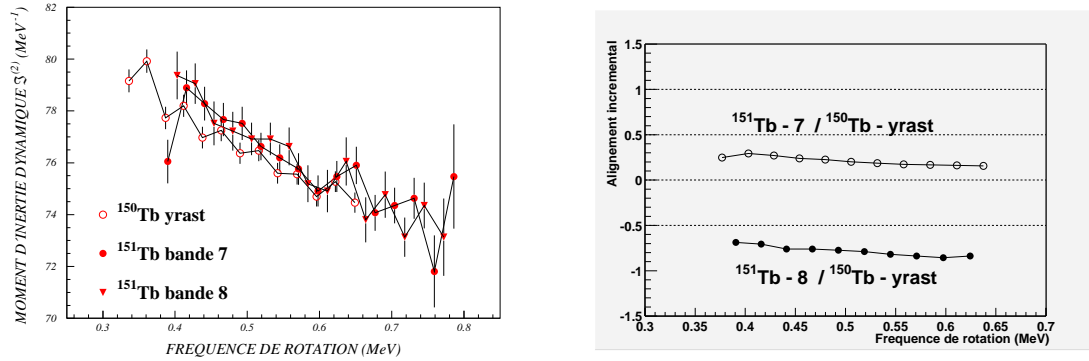


FIG. 4.19 – Moment d’inertie dynamique des bandes superdéformées 7 et 8 du noyau ^{151}Tb et de la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb (à gauche). Alignement incrémental des bandes superdéformées 7 et 8 du noyau ^{151}Tb par rapport à la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb (à droite).

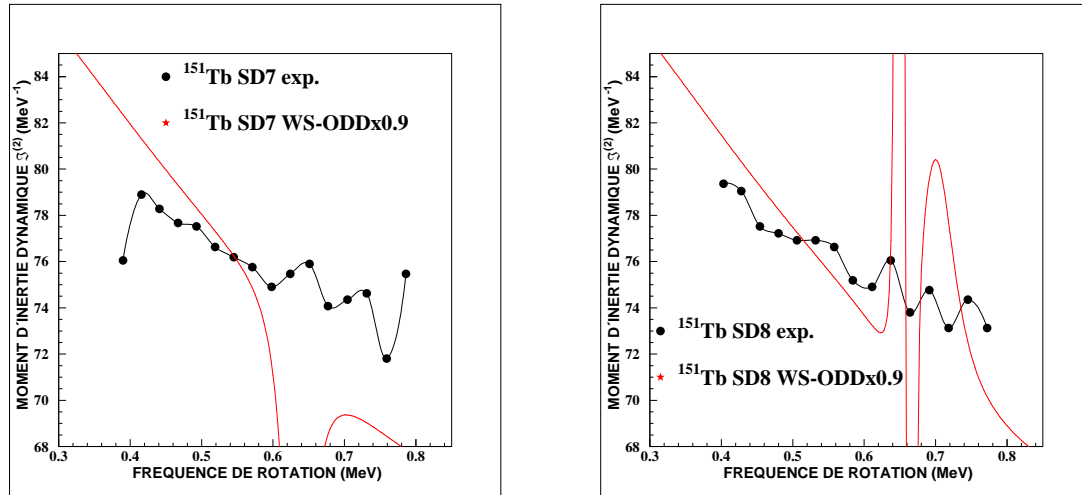


FIG. 4.20 – Moments d’inertie dynamiques des bandes superdéformées 7 et 8 du noyau ^{151}Tb . Les points noirs représentent les valeurs expérimentales et le trait rouge les valeurs calculées par un champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé et corrigées d’un facteur 0.9 pour reproduire l’effet du “pairing”.

La reproduction du moment d’inertie dynamique pour la bande SD8 peut être jugée satisfaisante si l’on considère que les oscillations observées peuvent être générées par les interactions subies par cette orbitale. Cependant, en calculant le moment d’inertie dynamique théorique pour la bande SD7, associé à l’excitation du $86^{\text{ème}}$ neutron vers l’orbitale partenaire en signature de la bande SD8, nous ne parvenons pas à reproduire les valeurs expérimentales de manière convenable pour la même déformation.

Nous avons alors recherché les paramètres de déformation permettant d'obtenir des résultats satisfaisants pour ces configurations. La figure 4.21 illustre les moments d'inertie dynamiques calculés pour des valeurs de déformation $\beta_2 = 0.61$ et $\beta_4 = 0.11$. Cette fois nous parvenons à reproduire le comportement global du moment d'inertie dynamique des bandes SD7 et SD8, mais les interactions observées au niveau de la région présentant des oscillations dans le cas précédent de déformation pour la bande SD8 ont disparu. Pour assigner de manière plus certaine les configurations des bandes SD7 et SD8, nous devrons attendre une extension supplémentaire de leur moment d'inertie dynamique.

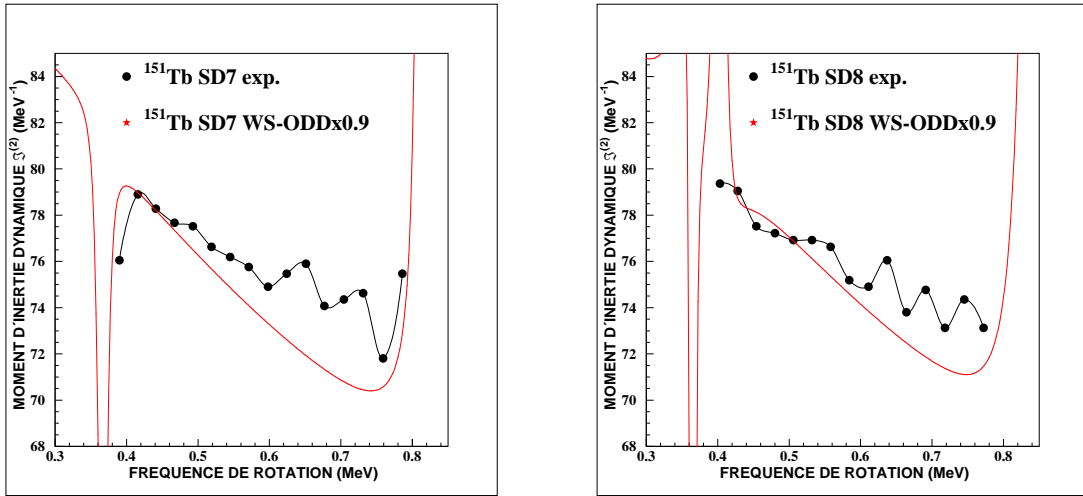


FIG. 4.21 – Moments d'inertie dynamiques des bandes superdéformées 7 et 8 du noyau ^{151}Tb . Les points noirs représentent les valeurs expérimentales et le trait rouge les valeurs calculées par un champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé et corrigées d'un facteur 0.9 pour reproduire l'effet du "pairing".

La figure 4.22 regroupe les excitations neutron proposées pour les bandes SD5, SD6, SD7 et SD8. Nous avons également résumé dans le tableau 4.2 les différentes configurations théoriques retenues dans ce travail. Malgré l'extension que nous avons apporté au moment d'inertie dynamique des huit bandes superdéformées du noyau ^{151}Tb , nous n'avons pu déterminer de manière quasi-définitive que l'assignation des configurations des bandes SD5 et SD6. Les bandes SD2 et SD3 présentant des excitations proton issues d'orbitales très proches du niveau de Fermi et ayant des contributions très voisines sur la plage de fréquence de rotation observée, il nous a été impossible de trancher entre les différentes orbitales candidates. La configuration des bandes SD7 et SD8 devra être confirmée ultérieurement, même si le choix d'orbitales plates partenaires en signature n'est pas vaste. Enfin, nous avons proposé une configuration pour la bande SD4 basée sur une double excitation proton et neutron afin de reproduire le comportement singulier de son moment d'inertie dynamique.

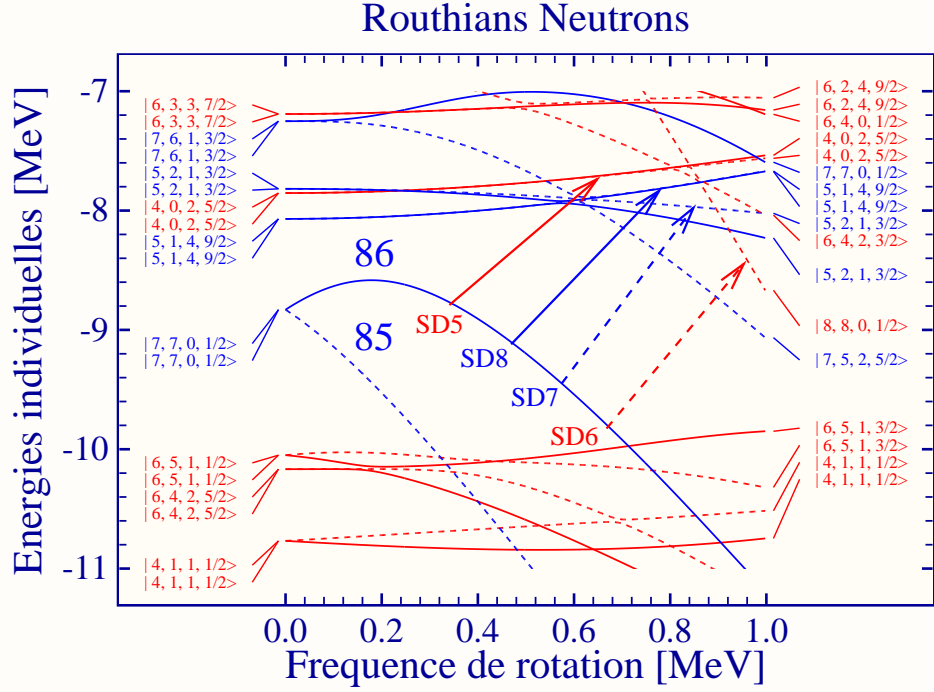


FIG. 4.22 – Energies individuelles neutron proches de la surface de Fermi dans le noyau ^{151}Tb en utilisant les paramètres de déformation $\beta_2 = 0.59$ et $\beta_4 = 0.10$. Les traits pleins représentent les orbitales avec $(\pi, \alpha) = (+, +1/2)$, les traits en pointillés celles avec $(\pi, \alpha) = (+, -1/2)$, les traits en pointillés-tirets celles avec $(\pi, \alpha) = (-, +1/2)$, les traits en tirets celles avec $(\pi, \alpha) = (-, -1/2)$.

Bandes SD	Excitation	Configuration	Identité
1	yrast	$\pi 6^3 \otimes \nu 7^2$	
2	proton	$\pi 6^4 ([301] 1/2 (\alpha = -1/2))^{-1} \otimes \nu 7^2$	^{152}Dy yrast
3	proton	$\pi 6^4 ([651] 3/2 (\alpha = +1/2))^{-1} \otimes \nu 7^2$	^{152}Dy yrast
4	proton neutron	$\pi 6^4 ([301] 1/2 (\alpha = +1/2))^{-1} \otimes \nu 7^2$ $\nu [411] 1/2 (\alpha = -1/2) \rightarrow \nu [761] 3/2 (\alpha = +1/2)$	^{152}Dy yrast
5	neutron	$\pi 6^3 \otimes \nu 7^1 ([402] 5/2 (\alpha = +1/2))^{+1}$	^{150}Tb yrast
6	neutron	$\pi 6^3 \otimes \nu 7^1 ([402] 5/2 (\alpha = -1/2))^{+1}$	^{150}Tb yrast
7	neutron	$\pi 6^3 \otimes \nu 7^1 ([521] 3/2 (\alpha = -1/2))^{+1}$	^{150}Tb yrast
8	neutron	$\pi 6^3 \otimes \nu 7^1 ([521] 3/2 (\alpha = +1/2))^{+1}$	^{150}Tb yrast

TAB. 4.2 – Configurations théoriques des huit bandes superdéformées du noyau ^{151}Tb prédites à l'aide de calculs du champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé.

4.1.3 Terbium 152 : à la recherche de la bande yrast superdéformée

4.1.3.1 Recherche de nouvelles bandes superdéformées

Trois nouvelles bandes superdéformées ont été découvertes et assignées à l'isotope ^{152}Tb , ce qui porte maintenant à cinq le nombre de bandes superdéformées répertoriées pour ce noyau. Les intensités relatives de ces bandes ont été estimées par rapport à la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb , puis une intensité absolue a été calculée par rapport à la voie 5n.

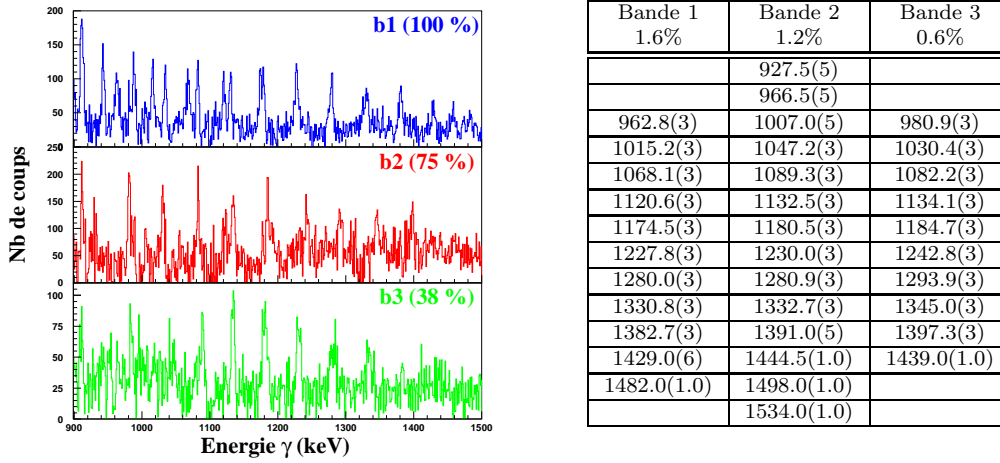


FIG. 4.23 – Spectres des nouvelles bandes superdéformées 1, 2 et 3 du noyau ^{152}Tb obtenus en coïncidences triples. Les intensités indiquées sont relatives à celle de la bande 1 (à gauche). Tableau résumant les énergies des transitions des bandes superdéformées 1, 2 et 3 du noyau ^{152}Tb . Les intensités indiquées sont estimées par rapport à la population de la voie 5n (à droite).

Suite à l'estimation de ces intensités, nous avons tenté de déterminer si la bande 1 pouvait convenir comme bande yrast. Parmi les trois nouvelles bandes superdéformées découvertes, les deux bandes les plus intenses possèdent, sur un certain domaine de fréquence de rotation, des transitions ayant des énergies proches de celles de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb , expliquant la difficulté supplémentaire rencontrée pour les mettre en évidence. La comparaison des moments d'inertie dynamiques des bandes yrast des isotopes 150 et 151 du Terbium et des bandes 1 et 2 du noyau ^{152}Tb (cf. fig. 4.24 à gauche) conduit à douter de l'assignation du caractère yrast de la bande 1. En effet, l'évolution du moment d'inertie dynamique de la bande yrast superdéformée du noyau ^{153}Dy par rapport à celui de la bande yrast superdéformée du noyau ^{152}Dy (cf. fig. 4.25) permet d'observer l'influence du 87^{ème} neutron.

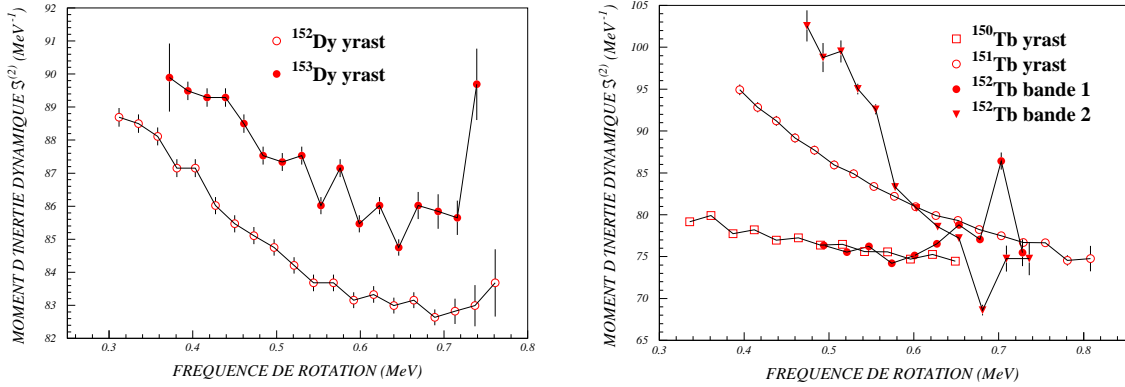


FIG. 4.24 – Moment d'inertie dynamique des bandes yrast superdéformées des noyaux $^{152,153}\text{Dy}$ (à gauche). Moment d'inertie dynamique des bandes superdéformées 1 et 2 du noyau ^{152}Tb et des bandes superdéformées yrast des noyaux $^{150,151}\text{Tb}$ (à droite).

Les valeurs pour le noyau ^{153}Dy sont légèrement supérieures mais évoluent parallèlement à celles de la bande yrast superdéformée du noyau ^{152}Dy sur une grande plage de fréquence de rotation. Ainsi, le comportement du moment d'inertie dynamique de la bande 2 par rapport à celui de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb dans le domaine de fréquence compris entre 0.47 et 0.55 MeV correspond le plus à celui attendu par l'adjonction de ce neutron supplémentaire. Les figures 4.25 montrant le calcul de l'alignement incrémental de la bande yrast superdéformée du noyau ^{153}Dy par rapport à la bande yrast superdéformée du noyau ^{152}Dy et celui de l'alignement incrémental des bandes superdéformées 1 et 2 du noyau ^{152}Tb par rapport à la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb dans le domaine considéré à basse fréquence viennent renforcer cette idée.

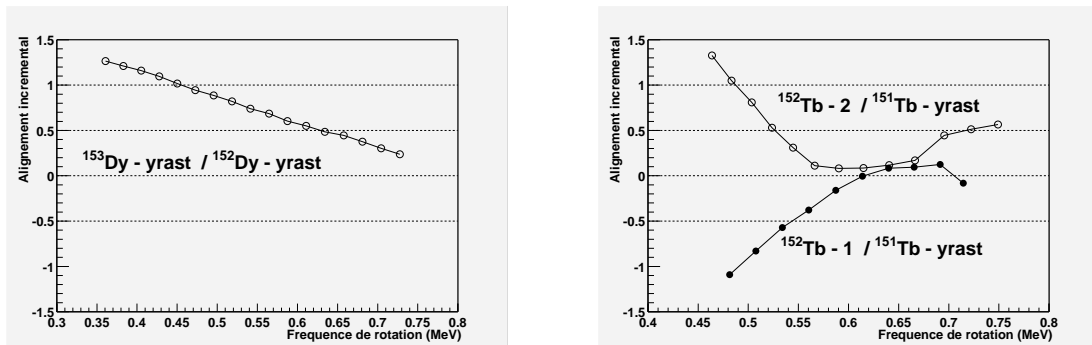


FIG. 4.25 – Alignement incrémental de la bande yrast superdéformée du noyau ^{153}Dy par rapport à la bande yrast superdéformée du noyau ^{152}Dy (à gauche). Alignement incrémental des bandes superdéformées 1 et 2 du noyau ^{152}Tb par rapport à la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb (à droite).

Cependant, à basse fréquence de rotation, le moment d'inertie dynamique de la bande 1 se comporte similairement à celui de la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb , indiquant une configuration proche. Les mesures d'intensité d'alimentation semblent plaider en faveur du caractère yrast de la bande 1. Mais les intensités des bandes 1 et 2 ayant été calculées par rapport à celle de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb qui présente des transitions d'énergies communes aux deux bandes, elles peuvent être entachées d'une incertitude difficilement estimable.

Pour apporter une indication supplémentaire afin de départager les deux bandes candidates, nous avons effectué des calculs de champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé. La figure 4.26 présente pour la configuration intruse $\pi 6^3\nu 7^3$ le résultat de ces calculs pour des paramètres de déformation $\beta_2 = 0.57$ et $\beta_4 = 0.09$. Au vu de ceux-ci, nous pouvons indiscutablement désigner la bande 1 comme bande yrast avec pour configuration intruse $\pi 6^3\nu 7^3$, le dernier proton et le dernier neutron occupant respectivement les orbitales $\pi[651]3/2(\alpha = -1/2)$ et $\nu[752]5/2(\alpha = -1/2)(hf)$.

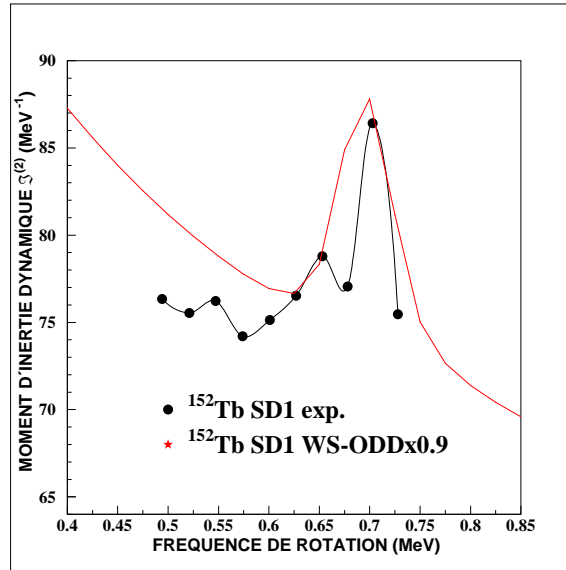


FIG. 4.26 – Moments d'inertie dynamiques de la bande yrast superdéformées du noyau ^{152}Tb . Les points noirs représentent les valeurs expérimentales et le trait rouge les valeurs calculées par un champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé et corrigées d'un facteur 0.9 pour reproduire l'effet du "pairing".

D'autres calculs de champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé basés sur des excitations particules-trous ont été réalisés afin de reproduire les moments d'inertie dynamiques des bandes 2 et 3.

Le résultat de ces calculs se trouve illustré dans la figure 4.27. Pour la bande 2, le choix des paramètres de déformation $\beta_2 = 0.6$, $\beta_4 = 0.11$ et l'excitation de deux neutrons, l'un de l'orbitale $\nu[651]3/2(\alpha = +1/2)$ vers $\nu[633]7/2(\alpha = -1/2)$ et l'autre de l'orbitale $\nu[514]9/2(\alpha = -1/2)$ vers $\nu[514]9/2(\alpha = +1/2)$, ont permis de reproduire de manière satisfaisante le moment d'inertie dynamique expérimental. En ce qui concerne la bande 3, l'excitation d'un neutron de l'orbitale $\nu[402]5/2(\alpha = -1/2)$ vers $\nu[761]3/2(\alpha = -1/2)$ reproduit globalement le comportement du moment d'inertie dynamique expérimental pour des valeurs de déformation $\beta_2 = 0.575$ et $\beta_4 = 0.11$. Les disparités observées peuvent s'expliquer par l'utilisation de calculs de type Cranking de nature continue pour reproduire des valeurs expérimentales discrètes.

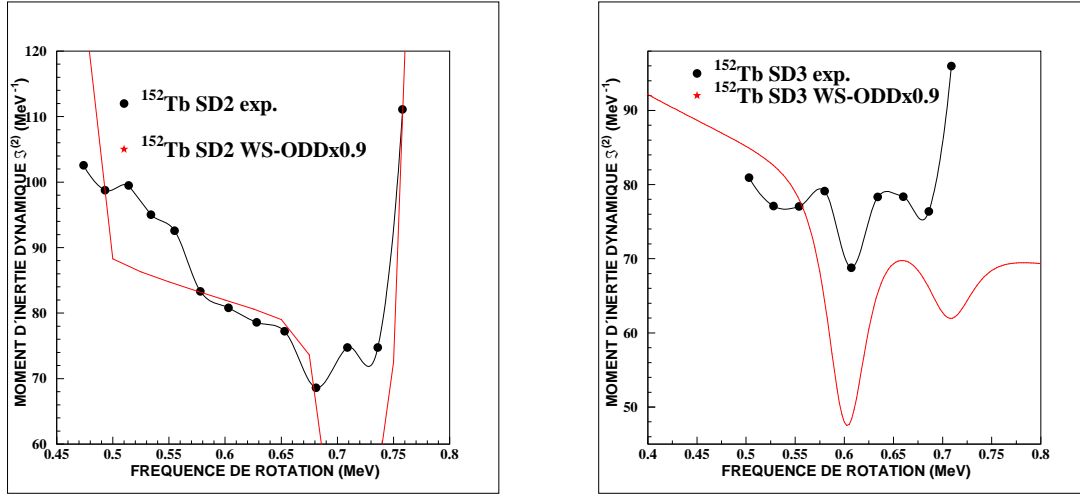


FIG. 4.27 – Moments d'inertie dynamiques des bandes superdéformées 2 et 3 du noyau ^{152}Tb . Les points noirs représentent les valeurs expérimentales et le trait rouge les valeurs calculées par un champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé et corrigées d'un facteur 0.9 pour reproduire l'effet du "pairing".

4.1.3.2 Extension à haute fréquence de rotation

Les deux bandes superdéformées découvertes précédemment dans le noyau ^{152}Tb ont elles aussi été étendues par la mise en évidence de transitions supplémentaires. Elles ont été renommées bandes 4 et 5. Ces dernières ont permis de préciser le comportement de ces deux bandes à haute fréquence de rotation. Les spectres obtenus en coïncidences quadruples de ces bandes ainsi que les énergies des transitions qui en sont extraites se trouvent répertoriées dans la figure 4.28.

4.1. SPECTROSCOPIE DU Puits SUPERDÉFORMÉ

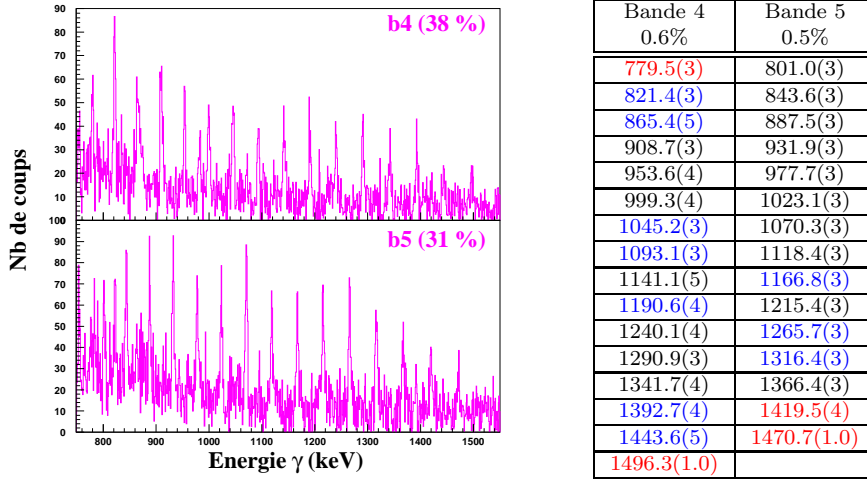


FIG. 4.28 – Spectres des bandes superdéformées 4 et 5 du noyau ^{152}Tb obtenus en coïncidences quadruples. Les intensités indiquées sont relatives à celle de la bande 1 (à gauche). Tableau résumant les énergies des transitions des bandes superdéformées 4 et 5 du noyau ^{152}Tb . Les intensités indiquées sont estimées par rapport à la population de la voie 5n. Les valeurs en rouge indiquent les nouvelles transitions, tandis que la précision de celles en bleu a été améliorée d'au moins 1 keV (à droite).

Si le moment d'inertie dynamique des bandes 4 et 5 est identique à celui de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb (cf. fig. 4.29), à partir de $\hbar\omega \simeq 0.65$ MeV le moment d'inertie dynamique de la bande 5 présente des oscillations plus prononcées que celui de la bande 4. Le calcul de l'alignement incrémental de ces deux bandes par rapport à la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb (cf. fig. 4.29) confirme leur statut de bandes partenaires en signature.

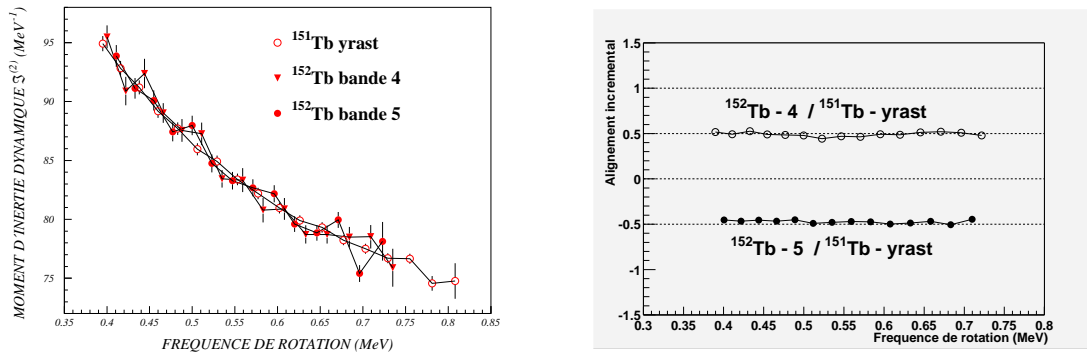


FIG. 4.29 – Moment d'inertie dynamique des bandes superdéformées 4 et 5 du noyau ^{152}Tb et de la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb (à gauche). Alignement incrémental des bandes superdéformées 4 et 5 du noyau ^{152}Tb par rapport à la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb (à droite).

Des calculs de champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé ont été réalisés pour ces deux bandes en requérant la libération de l'orbitale $\nu[514]9/2(\alpha = -1/2)$ afin de retrouver le moment d'inertie dynamique de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb . La nouvelle orbitale occupée par l'excitation de ce neutron doit avoir une très faible contribution au moment d'inertie dynamique. Le résultat de ces calculs est présenté dans la figure 4.30 pour une déformation $\beta_2 = 0.59$ et $\beta_4 = 0.1$ en choisissant l'occupation de l'orbitale $\nu[402]5/2(\alpha = \pm 1/2)$ comme dans le cas des bandes SD5 et SD6 du noyau ^{151}Tb .

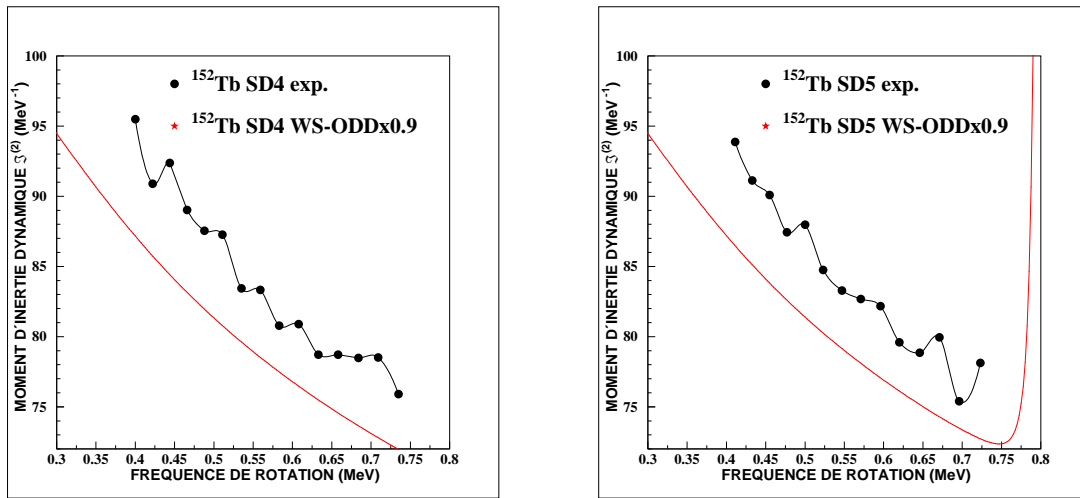


FIG. 4.30 – Moments d'inertie dynamiques des bandes superdéformées 4 et 5 du noyau ^{152}Tb . Les points noirs représentent les valeurs expérimentales et le trait rouge les valeurs calculées par un champ moyen avec un potentiel Woods-Saxon déformé et corrigées d'un facteur 0.9 pour reproduire l'effet du "pairing".

4.2 Etude de la désexcitation de la bande yrast superdéformée du noyau de Terbium 151

4.2.1 Recherche de transitions de liaison discrètes

Après avoir déterminé la sélection des fenêtres permettant le meilleur compromis pic sur fond versus statistique(cf. section 3.5.2), nous avons cherché à vérifier la présence de la transition de liaison candidate de ~ 2.8 MeV découverte par A.Odahara lors de l'analyse des données collectées en 1999 [Oda01] [Rob02]. Pour cela nous avons généré les spectres de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb en requérant des coïncidences triples et quadruples (cf. fig. 4.31).

4.2. ETUDE DE LA DÉSEXCITATION DE LA BANDE YRAST SUPERDÉFORMÉE DU NOYAU DE TERBIUM 151

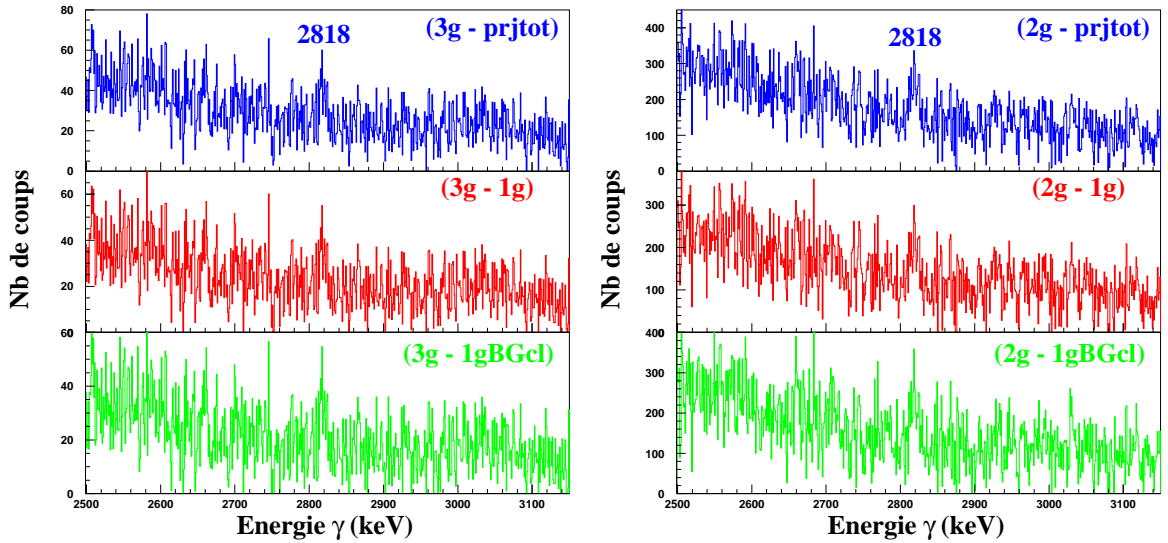


FIG. 4.31 – Région de haute énergie des spectres de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb obtenus en coïncidences triples (à gauche) et doubles (à droite) après différentes soustractions de fond et une contraction à 1 keV par canal.

L'observation d'une transition de liaison de 2818 keV a bien été confirmée et ce pour différents types de soustraction, ceci permettant d'écarter la possibilité d'un artefact créé par une accumulation d'ordre statistique.

Afin d'estimer le gain en statistique obtenu pour cette transition de liaison entre les expériences effectuées en 1999 et en 2001, nous avons généré deux spectres de la bande yrast superdéformée en coïncidences quadruples à partir d'une même série de fenêtres de sélection en énergie pour les jeux de données de 1999 et 2001 (cf. fig. 4.32).

Même si en première approximation il semble que nous ayons un gain d'environ un facteur trois en statistique, le fait que les conditions de déclenchement diffèrent d'une expérience à l'autre (entraînant une meilleure sélection des événements superdéformés en 1999 par rapport à 2001), que le rapport pic sur fond soit moins bon en 2001 (nous forçant à soustraire plus de fond pour le spectre de 2001) et que la série de fenêtres de sélection en énergie ne soit pas forcément optimisé à la fois pour les deux jeux de données rend l'estimation du gain réel particulièrement délicate.

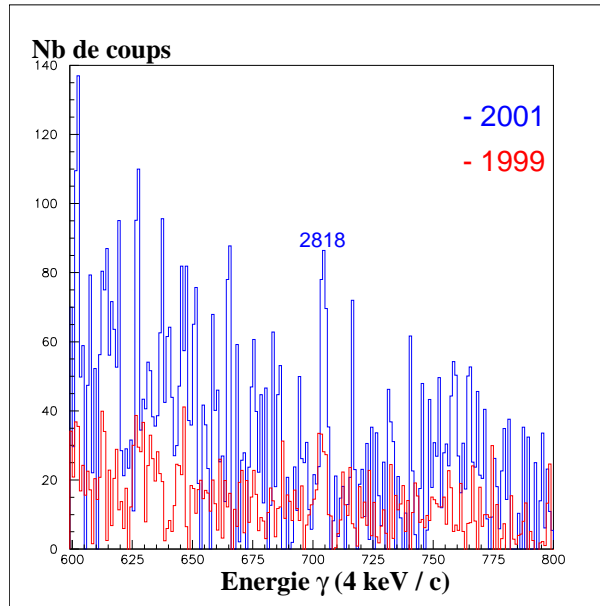


FIG. 4.32 – Comparaison de la région de haute énergie des spectres de la bande *yrast* superdéformée du noyau ^{151}Tb obtenus en coïncidences triples à partir des données des expériences 1999 et 2001.

Dans les spectres issus des données de 1999, la transition de liaison à 2818 keV ne devient aisément discernable qu'après avoir effectué une contraction des spectres de 0.5 à 4 keV par canal. Cette technique appliquée sur les spectres issus des données de 2001 nous a permis de mettre en évidence une deuxième transition de liaison à ~ 3.75 MeV.

Les figures 4.33 et 4.34 illustrent cette découverte pour les spectres obtenus en coïncidences triples et quadruples, après différentes soustractions et une contraction à 2 keV et 4 keV par canal.

Bien que cette technique de contraction permette de mieux repérer d'éventuelles transitions de liaison, elle pourrait également créer des artefacts. Si l'analyse des données de la voie 20 MeV n'a mis en évidence aucune transition de liaison au-delà de 4 MeV, elle nous a tout de même permis de confirmer l'existence des transitions de liaison à 2818 et 3748 keV (cf. fig. 4.35).

4.2. ETUDE DE LA DÉSEXCITATION DE LA BANDE YRAST SUPERDÉFORMÉE DU NOYAU DE TERBIUM 151

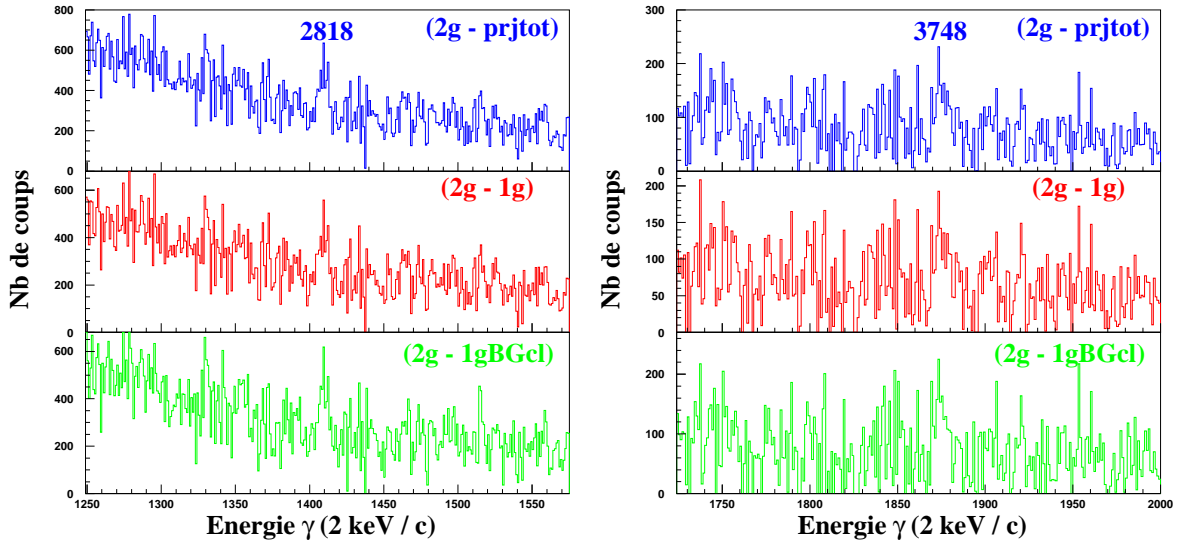


FIG. 4.33 – Région de haute énergie des spectres de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb obtenus pour les transitions de liaison 2818 keV (à gauche) et 3748 keV (à droite) en coïncidences doubles après différentes soustractions de fond et une contraction à 2 keV par canal.

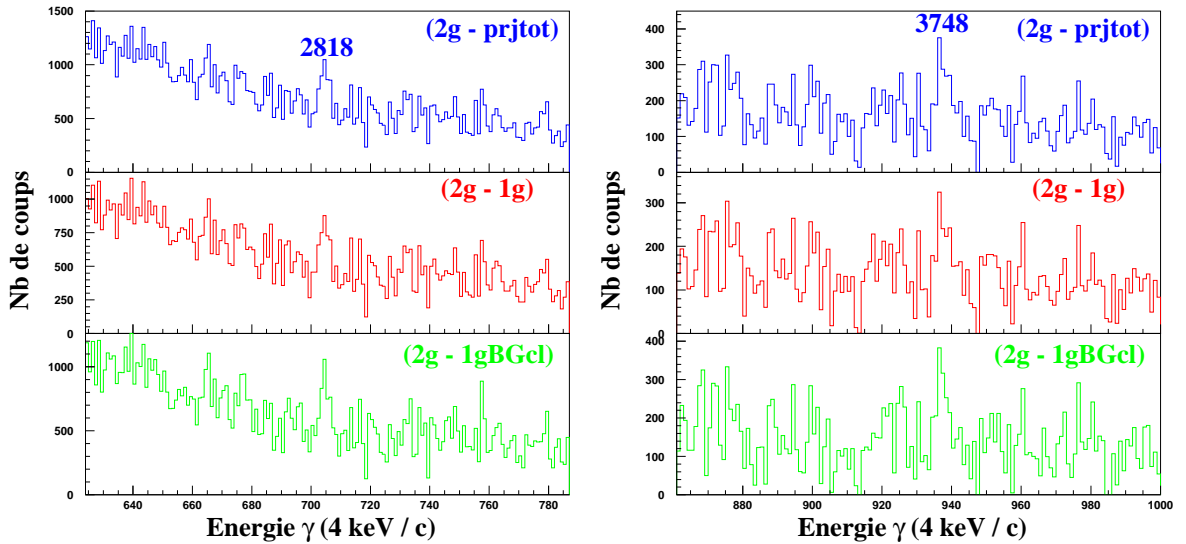


FIG. 4.34 – Région de haute énergie des spectres de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb obtenus pour les transitions de liaison 2818 keV (à gauche) et 3748 keV (à droite) en coïncidences doubles après différentes soustractions de fond et une contraction à 4 keV par canal.

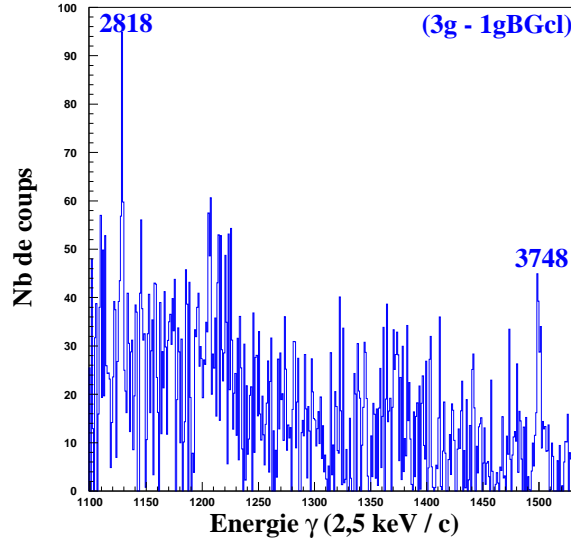


FIG. 4.35 – Région de haute énergie du spectre de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb obtenus en coïncidences triples à partir des données de la voie 20 MeV.

L'intensité de ces deux transitions de liaison ont été estimées relativement au plateau de la bande yrast superdéformée à partir d'un spectre triplement conditionné :

$$I(2818 \text{ keV}) = 0.9 \pm 0.2 \text{ stat. } \pm 0.1 \text{ syst.}\%$$

$$I(3748 \text{ keV}) = 0.9 \pm 0.2 \text{ stat. } \pm 0.1 \text{ syst.}\%$$

où les valeurs stat. et syst. correspondent respectivement aux erreurs statistiques et systématiques. L'intensité de ces deux transitions est donc de l'ordre de quelques $2 \cdot 10^{-4}$ de la voie d'évaporation 6n.

L'étape suivante consiste à déterminer à partir de quel état superdéformé ces transitions de liaison sont émises ainsi que l'état du puits normalement déformé qu'elles atteignent. Dans ce but, nous avons requis successivement d'avoir en coïncidence chacune des deux transitions de liaison avec la bande yrast superdéformée. En pratique cela équivaut à poser une fenêtre de sélection en énergie supplémentaire correspondant aux transitions de liaison sur un spectre déjà triplement ou doublement conditionné par la bande yrast superdéformée.

4.2. ETUDE DE LA DÉSEXCITATION DE LA BANDE YRAST SUPERDÉFORMÉE DU NOYAU DE TERBIUM 151

La figure 4.36 présente les spectres à haute énergie de la bande yrast superdéformée en coïncidence d'ordre triple et double sans soustraction de fond avec la position relevée des transitions de liaison observée (après avoir effectué une soustraction de fond).

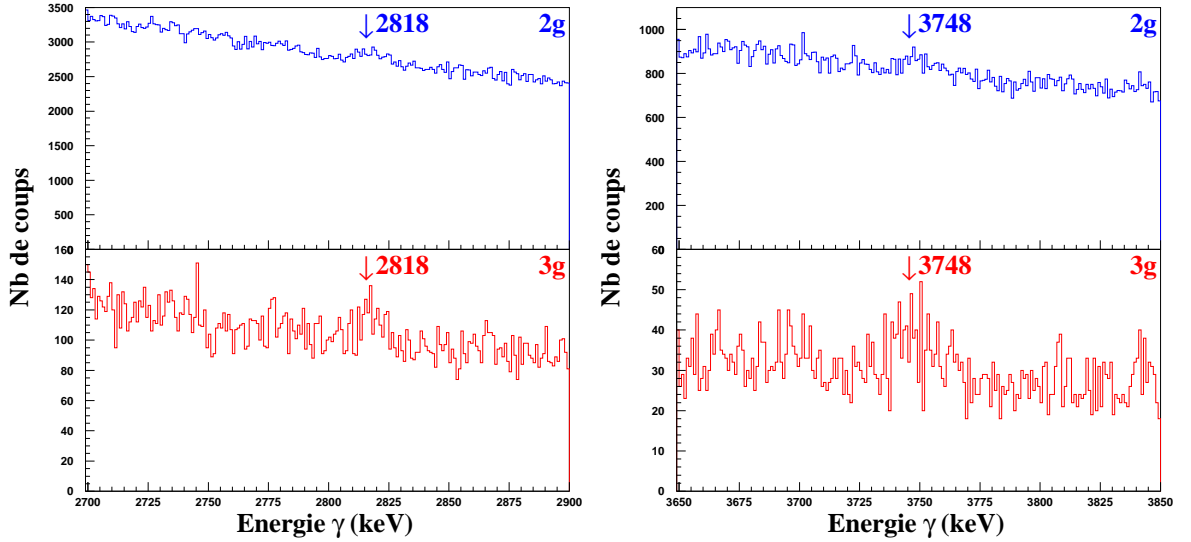


FIG. 4.36 – Région de haute énergie des spectres de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb obtenus en coïncidences doubles (en haut) et triples (en bas) avant soustraction de fond pour les transitions de liaison 2818 keV (à gauche) et 3748 keV (à droite).

S'il est extrêmement difficile de discerner la présence des pics parmi le fond dans le spectre obtenu en coïncidence double, une structure commence à apparaître au bon endroit dans le spectre en coïncidence triple. Il nous a été malheureusement impossible de travailler en coïncidence d'ordre quadruple, c'est à dire en plaçant une fenêtre de sélection autour de la position des transitions de liaison dans le spectre en coïncidence triple où le rapport pic sur fond est plus favorable, car nous ne disposons plus de suffisamment de statistique dans le spectre résultant. Mais quelle va être la pertinence du spectre obtenu en posant une fenêtre de sélection en énergie autour de la position des transitions de liaison dans le spectre en coïncidence double ? Pour répondre à cette question nous avons généré deux séries de spectres : la première en demandant une coïncidence entre la bande yrast superdéformée et les transitions de liaison, la deuxième en requérant une coïncidence entre la bande yrast superdéformée et une fenêtre de même largeur posée sur le fond à côté des transitions de liaison. Le résultat de ce test est illustré dans la figure 4.37.

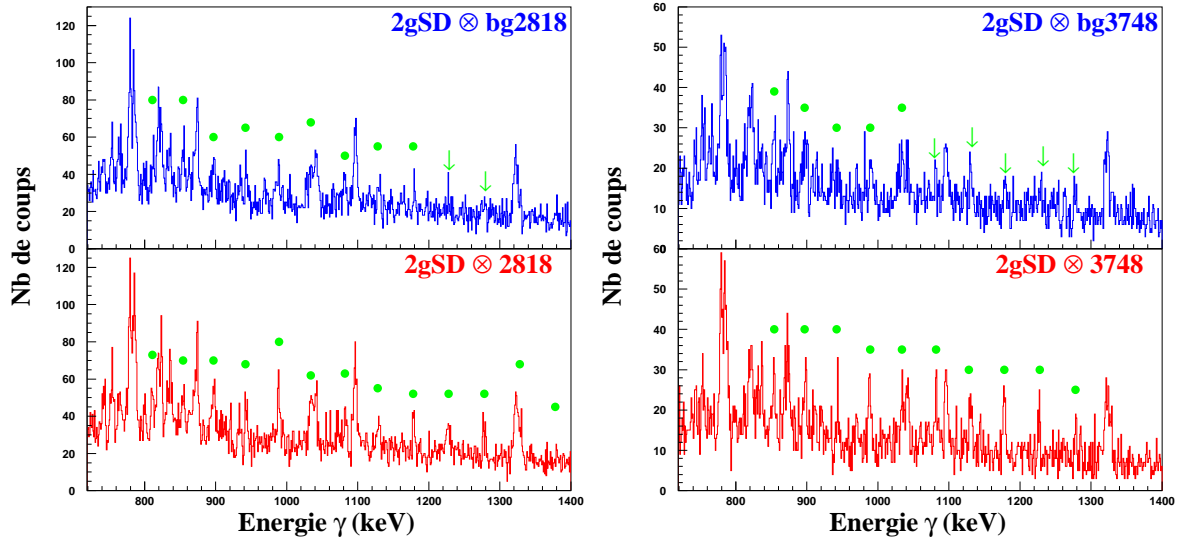


FIG. 4.37 – Spectres obtenus en requérant une coïncidence entre la bande yrast superdéformée doublement conditionnée et la transition de liaison 2818 keV (en bas) ou une coïncidence entre la bande yrast superdéformée doublement conditionnée et le fond à côté de cette transition (en haut)(à gauche). Spectres obtenus en requérant une coïncidence entre la bande yrast superdéformée doublement conditionnée et la transition de liaison 3748 keV (en bas) ou une coïncidence entre la bande yrast superdéformée doublement conditionnée et le fond à côté de cette transition (en haut)(à droite). Les points indiquent la position des pics superdéformés et les flèches certains pics moins visibles.

Les deux séries donnent des spectres très similaires mais quelques différences sont à relever car elles viennent renforcer l'idée que les transitions de liaison sont bien réellement en coïncidence avec la bande yrast superdéformée. En effet, même si les pics caractéristiques de la bande yrast superdéformée sont présents dans les deux séries de spectres il est remarquable que certains de ces pics soient plus visibles en requérant une coïncidence avec les transitions de grande énergie plutôt qu'avec le fond à proximité. En intégrant les aires des pics superdéformés de 811 à 1278 keV dans les deux séries de spectres nous avons constaté un gain de $28 \pm 5\%$ dans le spectre obtenu en coïncidence avec la transition de liaison 2818 keV et de $32 \pm 5\%$ pour celui obtenu en coïncidence avec la transition de liaison 3748 keV par rapport aux aires mesurées dans les spectres respectivement obtenus par une coïncidence avec le fond à proximité. Nous avons tenté d'établir par cette même méthode les états normalement déformés fortement alimentés par ces deux transitions de liaison en comparant les aires de diverses transitions du puits normalement déformés présentes en coïncidence dans les deux séries de spectres.

4.2. ETUDE DE LA DÉSEXCITATION DE LA BANDE YRAST SUPERDÉFORMÉE DU NOYAU DE TERBIUM 151

Il en ressort que les états normalement déformés de spin compris entre $(61/2^-)$ et $(55/2^-)$ au-dessus de la transition de 428 keV sont plutôt alimentés par la transition de liaison de 2818 keV tandis que les états de spin $(71/2^-)$, $(69/2^-)$ et $(65/2^+)$ au-dessus respectivement des transitions de 1041, 371 et 1096 keV sont eux alimentés préférentiellement par la transition de liaison 3748 keV.

Les faibles différences observées entre les deux séries de spectres rendent difficile la soustraction de fond à effectuer. Le spectre fond a été généré en sommant deux spectres obtenus en requérant une coïncidence entre la bande yrast superdéformée doublement conditionnée et une fenêtre large (cinq fois la largeur de celle posée sur la transition de liaison) à gauche et à droite de la position de la transition de liaison considérée, ceci dans le but de réduire les fluctuations statistiques amenées par la soustraction. Les spectres obtenus après soustraction (cf. fig. 4.38) ne permettent malheureusement pas de déterminer précisément le point d'entrée dans les états normalement déformés.

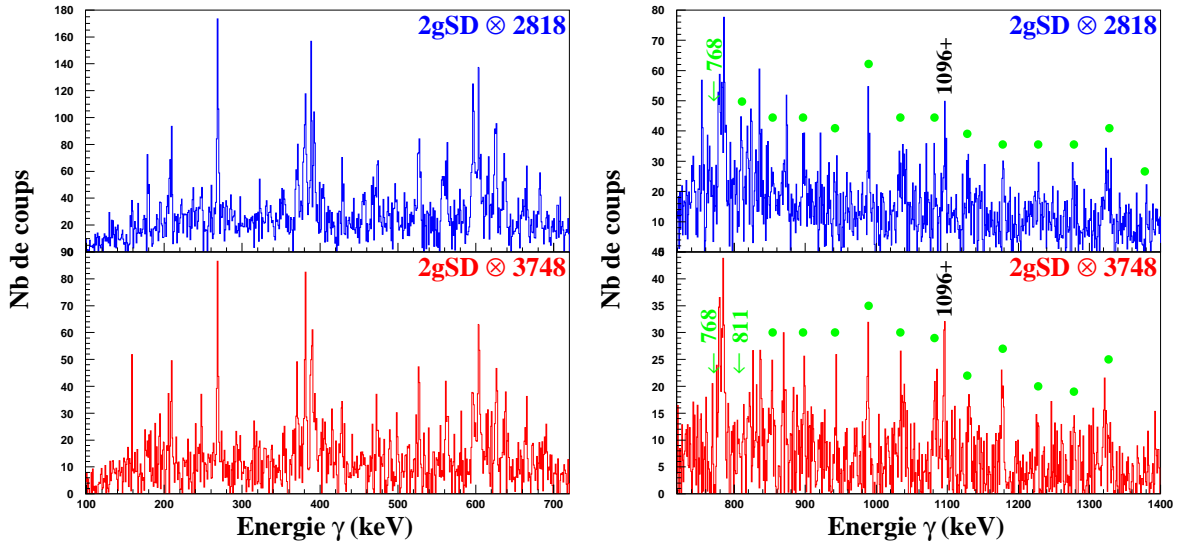


FIG. 4.38 – Spectres obtenus en requérant successivement une coïncidence entre la bande yrast superdéformée doublement conditionnée et les transitions de liaison 2818 keV (en haut) et 3748 keV (en bas) après soustraction de fond.

Nous allons néanmoins utiliser ces spectres pour proposer certaines hypothèses concernant les états superdéformés d'où sont émises les transitions de liaison ainsi que leur région d'entrée dans le puits normalement déformé. Ainsi, le photon de 2818 keV désexciterait l'état superdéformé alimenté par la transition intra-bande de 811 keV tandis que celui de 3748 keV désexciterait l'état situé

juste au-dessus alimenté par la transition intra-bande de 854 keV. Les deux chemins de désexcitation dans le schéma de niveaux du noyau ^{151}Tb semblent passer par la transition de 1096 keV, indiquant une possible alimentation des états situés au-dessus de l'état $E^* = 9.278$ MeV, de spin $(65/2^+)$ (cf. fig. 2.2). Cette observation est cohérente avec ce que nous avons avancé précédemment pour la transition de liaison de 3748 keV mais pas pour celle de 2818 keV, nous devons donc recueillir d'autres éléments pour essayer de dégager des pistes fiables.

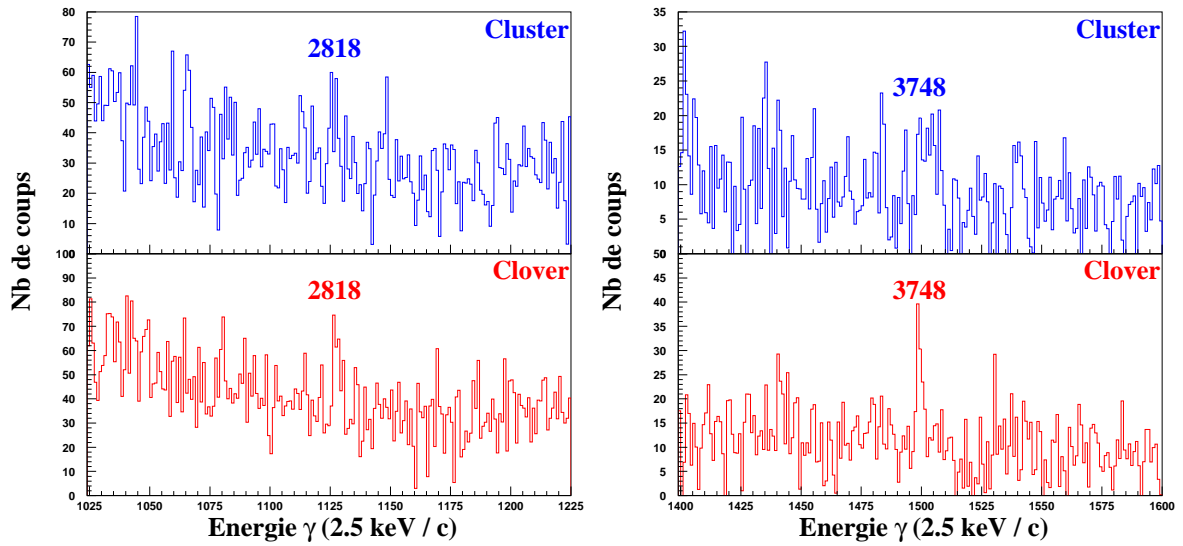


FIG. 4.39 – Région de haute énergie des spectres de la bande *yrast* superdéformée du noyau ^{151}Tb obtenus en coïncidences triples à partir des données collectées uniquement par les couronnes de détecteurs clover (en bas) et cluster (en haut).

Pour déterminer la nature multipolaire des transitions de liaison 2818 et 3748 keV nous avons mesuré leur asymétrie A . Ceci consiste à faire le rapport de l'aire des transitions d'intérêt estimées autour de l'axe du faisceau (dans les détecteurs cluster et tronconiques) à celle autour de 90° (dans les détecteurs clover), ces grandeurs étant corrigées de l'efficacité des portions de EUROBALL IV considérées. L'efficacité de détection des détecteurs tronconiques étant quatre fois inférieures à celles des détecteurs clover et cluster pour des rayons gamma entre 2.8 et 3.5 MeV, nous avons réalisé notre étude en mesurant uniquement le rapport entre les détecteurs clover et cluster. Calculée pour des rayonnements γ de multipolarité connue du schéma de niveaux, A vaut 1.11(2) et 0.58(2) pour des transitions respectivement quadrupolaire et dipolaire.

4.2. ETUDE DE LA DÉSEXCITATION DE LA BANDE YRAST SUPERDÉFORMÉE DU NOYAU DE TERBIUM 151

Nous avons déterminé les valeurs de A à partir de spectres triplement conditionnés par les énergies de la bande yrast superdéformée (cf. fig. 4.39) et nous obtenons :

$$A(2818 \text{ keV}) = 0.74(0.24)$$

$$A(3748 \text{ keV}) = 0.52(0.11)$$

Les transitions de 2818 et 3748 keV seraient donc plus probablement des dipôles (à 2 et 3 sigma respectivement). Sans une mesure de polarisation linéaire il n'est pas possible de différencier une transition magnétique d'une électrique, mais en se basant sur les probabilités d'émission E1-M1 mentionnées par G.Hackman et collaborateurs dans le cas du noyau de ^{194}Hg [Hac97] et en se référant au noyau voisin ^{152}Dy [Lau02] nous pouvons avancer que ces deux transitions de liaison entre les puits super- et normalement déformé sont plus probablement de type E1.

En extrapolant les spins déterminés pour la bande yrast superdéformée du noyau ^{152}Dy et en s'appuyant sur les résultats des calculs théoriques nous pouvons assigner des valeurs de spins et parité pour les états de la première bande excitée superdéformée identique du noyau ^{151}Tb . Ces assignations sont résumées dans la figure 4.40 ainsi que les valeurs théoriques avancées par I.Ragnarsson [Rag93] et N.EL Aouad [Aou00].

La configuration de la première bande superdéformée excitée du noyau ^{151}Tb correspondant à celle de la bande yrast superdéformée du noyau ^{152}Dy , avec un trou dans l'orbitale plate $\pi[301]1/2(\alpha = -1/2)$, sa parité doit donc être négative. L'énergie des rayons gamma émis par le noyau étant régie principalement par sa vitesse de rotation et sa masse, nous pouvons supposer que les spins des états superdéformés de la bande excitée du noyau ^{151}Tb correspondent à ceux de la bande yrast superdéformée du noyau ^{152}Dy augmentés de la signature de l'orbitale plate, soit $(49/2^-)$ pour l'état atteint par la transition intra-bande de 602 keV. Cette valeur est en accord avec les prédictions de I.Ragnarsson qui étaient données à $2\hbar$ près.

Nous pouvons pousser cette extrapolation encore un peu plus loin, en considérant que le moment angulaire d'un noyau et l'énergie dissipée par l'émission de rayons gamma pendant sa désexcitation sont une indication de l'énergie d'excitation dont il dispose encore. Ainsi, pour deux noyaux de masses très voisines tels que ceux de ^{151}Tb et ^{152}Dy , où deux bandes présentent des similitudes aussi prononcées, nous pouvons envisager que l'énergie d'excitation de la bande 2 du noyau ^{151}Tb soit très proche de celle de la bande yrast du noyau ^{152}Dy .

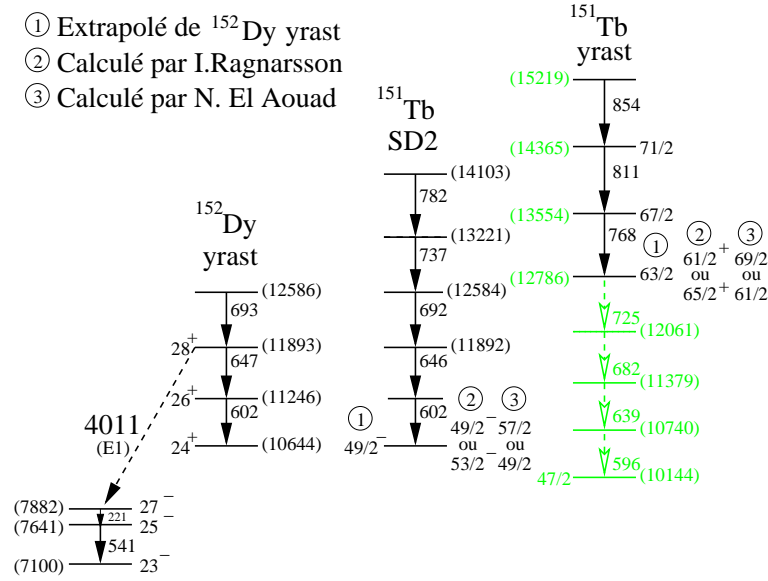


FIG. 4.40 – Représentation schématique de l'assignation du spin des états superdéformés composant les bandes yrast superdéformées des noyaux ^{152}Dy et ^{151}Tb , et de la première bande superdéformée excitée du noyau ^{151}Tb .

A présent, nous allons émettre quelques hypothèses au sujet de la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb . En se référant à l'énergie des rayonnements γ émis, et en prolongeant de quatre transitions la bande yrast pour se retrouver avec une dernière transition d'énergie proche de celle de la bande 2, nous pouvons trouver un état superdéformé virtuel qui posséderait un spin quasi-identique. Cette méthode peut sembler peu académique au premier abord puisque cette fois-ci elle est appliquée pour deux bandes de parité opposée, exhibant un moment d'inertie dynamique différent et présentant par conséquent des transitions intra-bandes d'énergies disparates. Néanmoins, la mise en évidence récente de transitions de liaison discrètes entre la bande superdéformée 6 et yrast du noyau de ^{152}Dy , nous apporte des éléments probants [Lau02]. En effet, la bande 6 placée à environ 1.7 MeV au-dessus de la bande yrast, avec un moment d'inertie dynamique différent et une parité opposée, possède des transitions d'énergie cohérente avec le spin des états superdéformés d'où elles sont émises. Par exemple, la bande 6 présente une transition de 762 keV entre les états superdéformés de spin (33^-) et (31^-) , correspondant à une situation intermédiaire par rapport aux transitions de 784 et 738 keV reliant les états superdéformés de la bande yrast du spin (34^+) vers (32^+) et du spin (32^+) vers (30^+) . Cette première étape d'assignation de spin pour la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb validée également par les prédictions de I.Ragnarsson, nous pouvons poursuivre notre démarche par l'estimation de son énergie d'excitation.

4.2. ETUDE DE LA DÉSEXCITATION DE LA BANDE YRAST SUPERDÉFORMÉE DU NOYAU DE TERBIUM 151

D'après une étude menée par D.Curien et collaborateurs [Cur93] la première bande superdéformée excitée du noyau ^{151}Tb se trouverait au moment de sa désexcitation 500 keV au-dessus de celle de la bande yrast superdéformée extrapolée à ce spin puisqu'elle s'arrête à plus haute fréquence de rotation. Nous pouvons donc en déduire l'énergie d'excitation de la bande yrast superdéformée en soustrayant 500 keV à celle de la bande 2. Nous avons pleinement conscience des valeurs approximatives de ces énergies d'excitation, mais celles-ci nous apportent néanmoins des indices supplémentaires pour confirmer ou infirmer certaines de nos hypothèses. L'ensemble des assignations de spin et d'énergie est résumé dans la figure 4.40.

Cependant, même en recoupant toutes ces informations et hypothèses, aucune proposition ferme répondant à tous ces critères n'a pu être avancée afin d'établir le positionnement probable de ces transitions de liaison. La différence entre les valeurs de spin et d'énergie d'excitation estimées de l'état superdéformé d'où est émis ce rayonnement gamma et celles de la région d'états normalement déformés alimentés est toutefois cohérente avec la nature multipolaire et l'énergie de la transition de liaison de 3748 keV (cf. fig. 2.2). L'état normalement déformé de spin $71/2^-$ d'énergie d'excitation 10690 keV, désexcité par la transition de 1041 keV, peut être désigné comme un point d'entrée probable. Par contre d'autres solutions doivent être envisagées pour la transition de liaison de 2818 keV s'il s'avérait qu'elle alimente réellement des états normalement déformés de spin compris entre $(61/2^-)$ et $(55/2^-)$.

Notre recherche de transitions de liaison désexcitant la première bande excitée superdéformée n'a pas été couronnée de plus de succès. La figure 4.41 présente le spectre de la bande superdéformée B2 obtenu en coïncidences triples dans lequel deux transitions candidates de 2370 et 2411 keV ont été indiquées. Selon l'étude de D.Curien et collaborateurs [Cur93] l'énergie d'excitation de la première bande superdéformée excitée serait 500 keV au-dessus de celle de la bande yrast superdéformée étendue au même spin. Ainsi la bande superdéformée B2 se retrouverait dans une région de densité d'états encore plus élevée que la bande yrast favorisant le processus de désexcitation statistique au détriment de celui par des transitions discrètes. D'après l'énergie d'excitation estimée sur le schéma 4.40, une transition discrète désexcitant l'état superdéformé de spin $(49/2^-)$ vers un état du puits normalement déformé de spin $(47/2)$ ou $(45/2)$ (cf. fig. 2.2), région d'entrée cohérente avec l'analyse réalisée par Ch.Finck [Fin97], devrait avoir une énergie d'au moins 4.8 MeV, expliquant la difficulté d'observation d'éventuelles transitions discrètes en considérant l'efficacité de détection de EUROBALL IV à cette énergie.

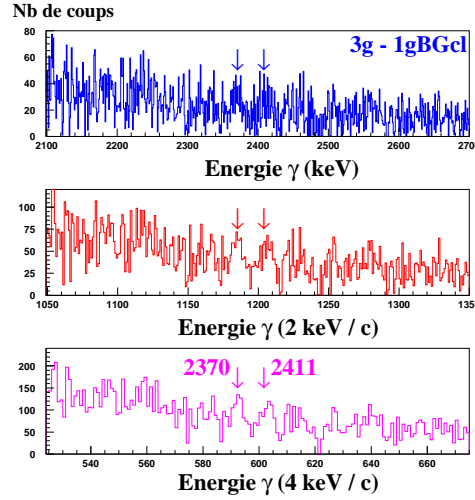


FIG. 4.41 – Région de haute énergie des spectres de la première bande excitée superdéformée du noyau ^{151}Tb obtenus en coïncidences triples après une contraction à 1, 2 ou 4 keV par canal.

4.2.2 Alimentation des états du puits normalement déformé par la bande yrast superdéformée

La majorité du flux désexcitant la bande yrast superdéformée ne cheminant pas par des transitions de liaison discrètes, il est instructif de déterminer la répartition du reste de ce flux dans les états du puits normalement déformé. Afin de séparer la contribution de chacune des étapes de désexcitation, nous avons généré des spectres en coïncidences quadruples, conditionnés trois fois par les énergies de la bande yrast superdéformée et une fois par l'une des trois transitions intra-bandes de la région de désexcitation 854, 811 ou 768 keV (par exemple deux fenêtres sur les transitions 854, 897, 942, ... et une sur 811 keV). La soustraction consistait à retirer la partie du flux s'échappant des transitions au-dessous de l'état superdéformé considéré. Ainsi le spectre conditionné par la transition de 768 keV servait de spectre fond à celui associé à la transition de 811 keV. En observant les spectres de la figure 4.42 nous pouvons remarquer que certaines transitions normalement déformées sont renforcées par rapport à leur proportion estimée dans la désexcitation du puits normalement déformé.

Dans l'ensemble nous retrouvons une répartition d'intensité proche de celle établie par C.Finck et résumée dans la section 2.2.2. Nous avons alors envisagé de requérir une coïncidence entre la bande yrast superdéformée et les états normalement déformés alimentés afin de mettre en évidence un éventuel chemin de désexcitation privilégié.

4.2. ETUDE DE LA DÉSEXCITATION DE LA BANDE YRAST SUPERDÉFORMÉE DU NOYAU DE TERBIUM 151

Pour les états normalement déformés alimentés par la bande yrast superdéformée se trouvant dans la partie de parité positive du schéma de niveaux ($65/2^+, 61/2^+$) nous nous sommes heurtés à une difficulté insurmontable. En effet, les transitions (1096 et 381 keV) désexcitant ces états normalement déformés fortement alimentés par la bande yrast superdéformée sont relativement intenses (30.7% et 46.8% respectivement) et en coïncidence avec des transitions représentant la plus grande partie du flux de désexcitation du puits normalement déformé. Ainsi en choisissant de poser une fenêtre de sélection en énergie sur ces transitions, l'influence de la fenêtre requérant la coïncidence avec la bande yrast superdéformée se retrouve être totalement négligeable.

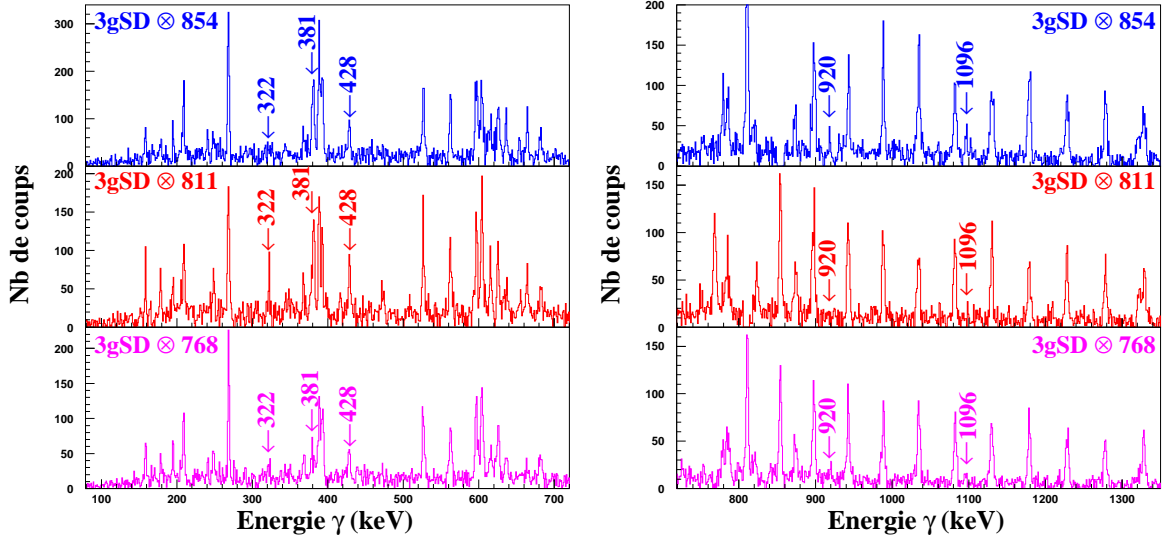


FIG. 4.42 – Spectres obtenus en requérant successivement une coïncidence entre la bande yrast superdéformée triplement conditionnée et les transitions 854 keV (en haut), 811 keV (au milieu) et 768 keV (en bas).

Par contre, les transitions normalement déformées alimentées par la bande yrast superdéformée se trouvant dans la partie de parité négative du schéma de niveaux ont des intensités d'un ordre de grandeur comparable à l'intensité de la bande yrast superdéformée. La figure 4.43 présente les spectres obtenus en requérant la coïncidence entre la bande yrast superdéformée et les transitions de 206 keV ($57/2^- \rightarrow 55/2^-$), 428 keV ($55/2^- \rightarrow 53/2^-$), 660 keV ($59/2^- \rightarrow 57/2^-$) et 920 keV ($61/2^- \rightarrow 57/2^-$).

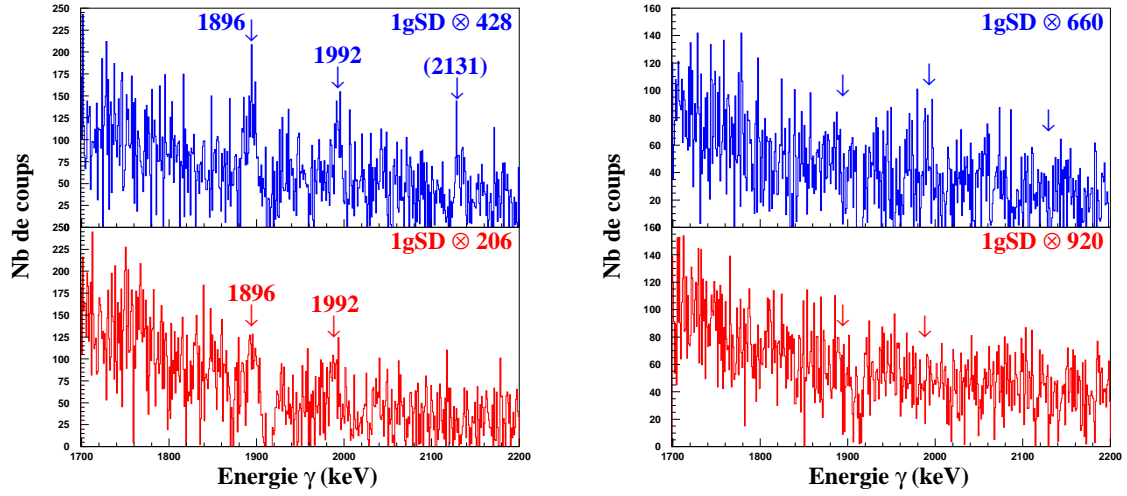


FIG. 4.43 – Spectres obtenus en requérant une coïncidence entre la bande yrast superdéformée et la transition 428 keV (en haut) et une coïncidence entre la bande yrast superdéformée et la transition 206 keV (en bas)(à gauche). Spectres obtenus en requérant une coïncidence entre la bande yrast superdéformée et la transition 660 keV (en haut) et une coïncidence entre la bande yrast superdéformée et la transition 920 keV (en bas)(à droite).

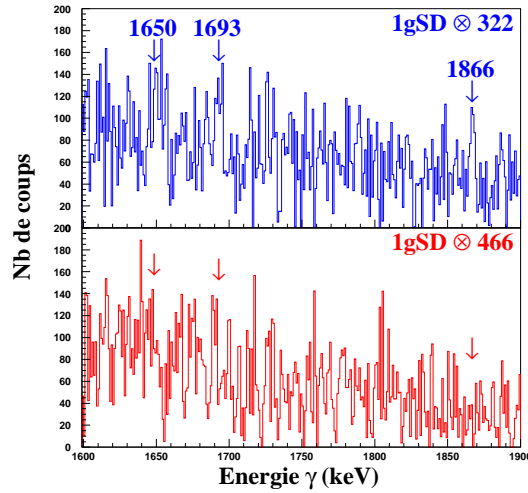


FIG. 4.44 – Spectres obtenus en requérant une coïncidence entre la bande yrast superdéformée et la transition 322 keV (en haut) et une coïncidence entre la bande yrast superdéformée et la transition 466 keV (en bas).

4.2. ETUDE DE LA DÉSEXCIATION DE LA BANDE YRAST SUPERDÉFORMÉE DU NOYAU DE TERBIUM 151

Deux pics à 1896 et 1992 keV observés en coïncidence avec la transition de 428 keV le sont également avec celle de 206 keV. Par contre ces nouvelles transitions n'apparaissent plus en coïncidence avec les états de spin supérieur relié par les transitions de 660 et 920 keV. Nous pouvons donc placer ces deux nouvelles transitions au-dessus de l'état désexcité par la transition de 206 keV.

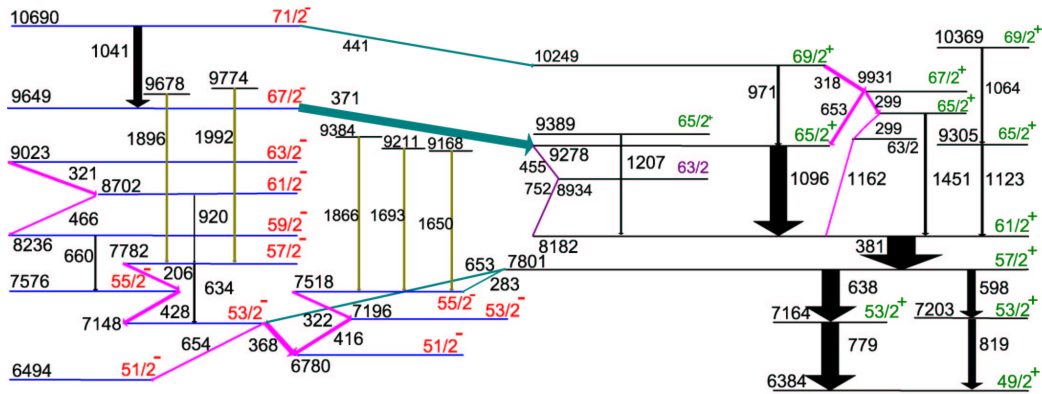


FIG. 4.45 – *Détail du schéma de niveaux du noyau ^{151}Tb à moyen spin.*

La figure 4.44 donne le spectre résultat de la coïncidence entre la bande yrast superdéformée et la transition de 322 keV ($55/2^- \rightarrow 53/2^-$) exhibant trois nouvelles transitions à 1650, 1693 et 1866 keV. La coïncidence réalisée avec la transition de 466 keV ($61/2^- \rightarrow 59/2^-$) ne révélant pas ces mêmes γ nous pouvons affirmer qu'il s'agit bien de la transition de 322 keV ($55/2^- \rightarrow 53/2^-$) et non pas de celle de 321 keV ($63/2^- \rightarrow 61/2^-$). Le schéma de la figure 4.45 résume cette étude en plaçant ces nouvelles transitions dans le schéma de niveaux (transitions dorées). Nous avançons l'hypothèse que ces transitions entraînent la présence d'états d'énergie relativement élevés au-dessus de la ligne yrast normalement déformée et offrent ainsi à la bande yrast superdéformée des points d'entrée "chauds" préférentiels dans le puits normalement déformé.

La présence de tels états normalement déformés yrare pourrait expliquer le chemin préférentiel de désexcitation de la bande yrast superdéformée utilisé par la transition de liaison de 2818 keV. Cette dernière alimenterait ainsi les états normalement déformés de parité négative situés entre les spins ($61/2^-$) et ($55/2^-$) en dispersant son intensité sur certains de ces états yrare.

En faisant l'hypothèse que l'état superdéformé alimenté par la transition intra-bande de 854 keV se désexcite par la transition de liaison discrète de 3748 keV d'une part et par la transition intra-bande de 811 keV de l'autre, suivi par la transition de 2818 keV, le bilan énergétique implique une différence d'énergie de 119 keV entre les états normalement déformés ainsi alimentés. Si la transition de 3748 keV peuple l'état de spin $(71/2^-)$, il doit exister une transition supplémentaire entre la transition de 2818 keV et celles de 1.6 à 1.9 MeV nouvellement observées conduisant à une cascade d'au-moins trois transitions en accord avec les hypothèses développées par C.Petrache et collaborateurs [Pet95].

L'observation d'états normalement déformés alimentés à bas spin $(15/2^-)$ et $(19/2^+)$ (cf. section 2.2.2 § 1) avait été expliqué par la possible collecte d'une partie du flux de désexcitation de la bande yrast superdéformée par des bandes rotationnelles normalement déformées [Fin97] sans qu'une seule de ces bandes n'ait pu être mises en évidence. La section suivante se propose d'essayer de répondre à ces hypothèses.

4.3 Coexistence de formes dans le noyau de Terbium 151

Récemment, des bandes rotationnelles ont été découvertes pour des noyaux connus comme aplati dans leur état fondamental. Ainsi ces noyaux présentent une coexistence de formes traduite par un schéma de niveaux composé à la fois d'états basés sur des excitations de particules individuelles et de bandes rotationnelles caractérisées par une cascade de transitions de type quadrupolaire. Jusqu'à présent aucune bande rotationnelle normalement déformée n'avait été observée dans le noyau ^{151}Tb alors que dans le noyau voisin ^{152}Dy ce phénomène de coexistence de formes a été mis en évidence la même année que la découverte de la première bande superdéformée. Nous allons développer dans la section suivante l'étude que nous avons consacré à la coexistence de formes dans le noyau ^{151}Tb .

4.3.1 Bandes rotationnelles normalement déformées

C'est dans un jeu de données d'une expérience réalisée en 1995 sur EURO-GAM phase II que nous avons initialement découvert deux bandes rotationnelles en 2001. L'analyse des données collectées lors de la première expérience effectuée en 1999 sur EUROBALL IV ne nous a pas permis d'étendre nos connaissances sur ces deux bandes.

En effet les conditions de déclenchement sévères imposées lors de cette expérience avaient pour but de privilégier la sélection d'événements de haute multiplicité assimilables aux états superdéformés et ont donc fortement amputé la sélection de ces bandes rotationnelles normalement déformées.

Le choix fut donc fait pour l'expérience réalisée en 2001 sur EUROBALL IV de prendre des conditions de déclenchement plus à même de nous permettre d'observer aisément ces bandes rotationnelles normalement déformées. Grâce à cette option, les deux bandes connues purent être étendues à grande et petite fréquence de rotation et une troisième bande rotationnelle normalement déformée a été mise en évidence.

Les trois bandes sont représentées dans la figure 4.46. L'intensité de ces bandes a été estimée par rapport à celle de la bande yrast superdéformée puis ramenée à une intensité relative à la voie de réaction 6n.

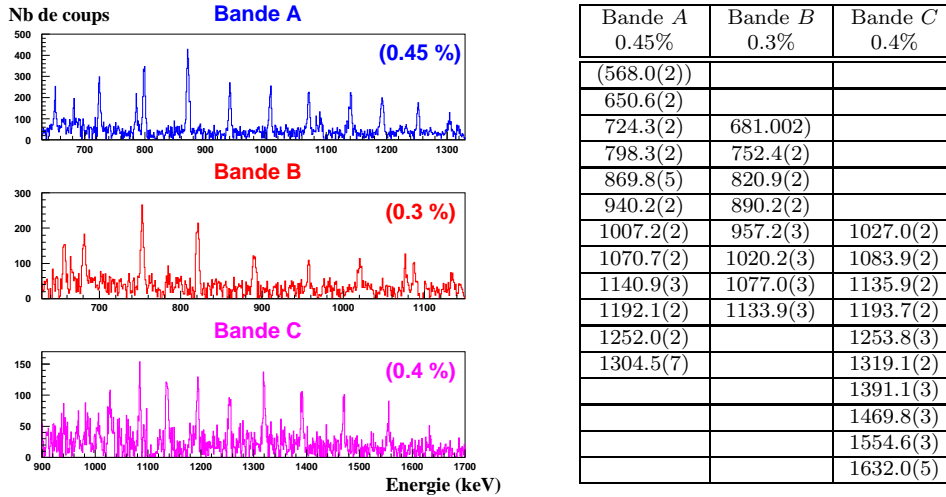


FIG. 4.46 – Spectres des bandes rotationnelles normalement déformées du noyau ^{151}Tb obtenus en coïncidences triples (à gauche). Tableau résumant les énergies des transitions des bandes rotationnelles normalement déformées du noyau ^{151}Tb . Les intensités indiquées sont estimées par rapport à la population de la voie 6n (à droite).

La faible intensité de ces bandes ($< 0.5\%$) explique en partie le fait qu'elles n'aient pas été découvertes plus tôt. A ceci vient se rajouter la difficulté de mettre en évidence des bandes n'ayant pas la régularité de celles des bandes superdéformées. En effet, on peut noter des écarts entre les transitions allant de 60 à 67 keV pour ces trois bandes.

La mise en évidence de la bande B présente une difficulté supplémentaire car de nombreuses transitions appartenant à cette bande ont des énergies très proches de celles du puits normalement déformée oblate.

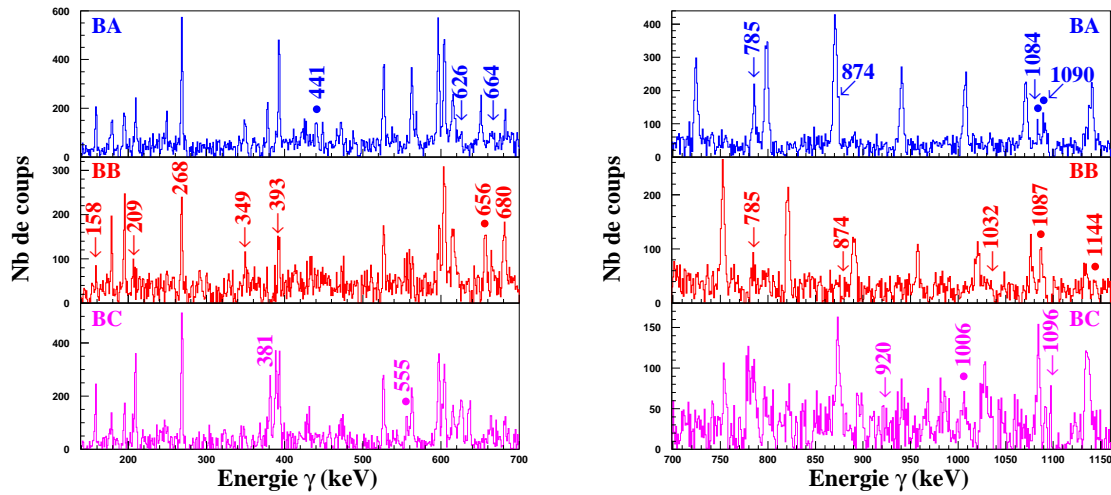


FIG. 4.47 – Région basse (à gauche) et moyenne (à droite) énergie des spectres des bandes rotationnelles normalement déformées du noyau ^{151}Tb obtenus en coïncidences triples. Les flèches indiquent la présence ou l'absence des transitions du puits normalement déformé oblate en coïncidence avec les bandes rotationnelles normalement déformées. Les points indiquent les transitions d'énergies non connues dans le schéma de niveaux du noyau ^{151}Tb .

En identifiant les transitions du puits normalement déformé oblate absentes ou présentes dans les spectres des trois bandes rotationnelles normalement déformées de la figure 4.47 obtenus en coïncidences quadruples nous pouvons déterminer les points d'entrée de ces bandes dans le puits normalement déformé oblate.

Nous avons également noté par des points les transitions non connues dans le noyau ^{151}Tb qui pourraient constituer les principales transitions candidates désexcitant ces bandes rotationnelles. Le schéma de niveaux de la figure 4.48 résume la décroissance des bandes rotationnelles dans le puits normalement déformé oblate. La faible intensité des bandes et des transitions de liaison relevées ne nous ont pas permis de déterminer les chemins de désexcitation précis de ces bandes rotationnelles.

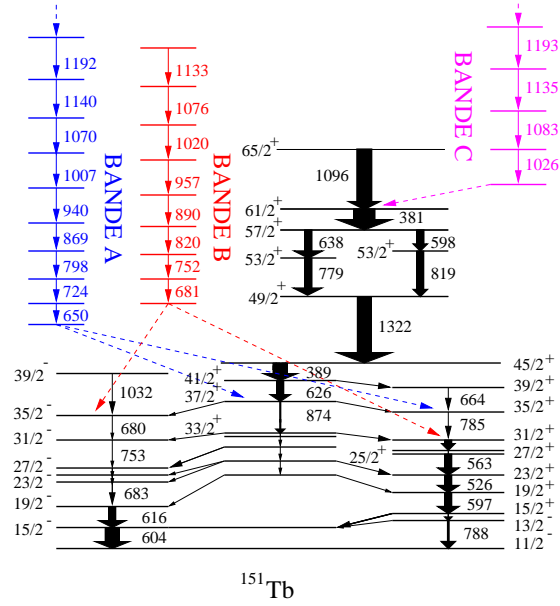


FIG. 4.48 – Détail du schéma de niveaux du noyau ^{151}Tb où sont indiqués les points d'entrée des bandes rotationnelles normalement déformées.

4.3.2 Etude systématique dans la région de masse $A \sim 150$

Des noyaux au voisinage de la fermeture de sous-couche $Z = 64$ comme ^{151}Gd , ^{152}Dy et ^{153}Dy sont connus comme possédant des bandes rotationnelles collectives à basse énergie d'excitation basées sur l'occupation des orbitales intruses $\nu i_{13/2}$. Récemment D.E.Appelbe et collaborateurs [App02] ont proposé que les bandes modérément déformées des isotopes $^{152,153}\text{Dy}$ soient associées à une forme triaxiale ($\beta_2 \approx 0.3$ et $\gamma \approx 20^\circ$).

Nous avons donc naturellement voulu comparer le comportement du moment d'inertie dynamique des trois bandes normalement déformées découvertes dans le noyau ^{151}Tb à celui des bandes étudiées dans cet article. La figure 4.49 représente le moment d'inertie dynamique des bandes rotationnelles normalement déformées A et B du noyau ^{151}Tb et de la bande rotationnelle normalement déformée A du noyau ^{152}Dy .

Nous pouvons noter une évolution similaire du moment d'inertie dynamique de ces trois bandes jusqu'à $\hbar\omega \approx 0.5$ MeV indiquant qu'un trou proton dans le cœur $^{152}\text{Dy(A)}$ ne semble pas avoir une influence significative sur les paramètres (β_2, γ) .

Nous pouvons donc prendre comme hypothèse que les paramètres de déformation du puits normalement déformé prolata du noyau ^{151}Tb doivent avoir des valeurs proches de celles déterminées pour $^{152}\text{Dy(A)}$, c'est à dire $\beta_2 = 0.30$, $\beta_4 = 0.004$ et $\gamma = 18^\circ$. Nous pouvons également assigner aux bandes A et B la même configuration neutron $\nu(i_{13/2})^2$ que celle de la bande A du noyau ^{152}Dy .

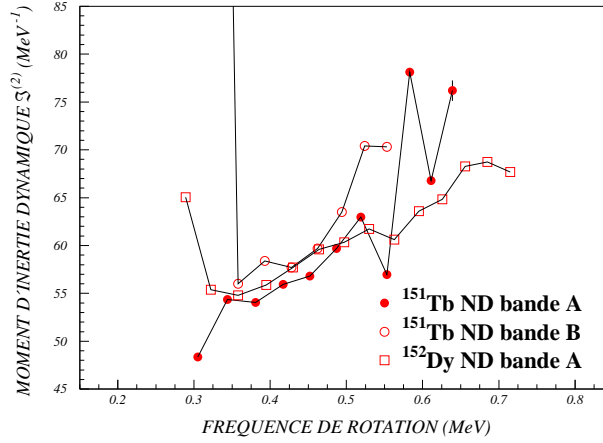


FIG. 4.49 – Moment d'inertie dynamique des bandes rotationnelles normalement déformées A et B du noyau ^{151}Tb et de la bande rotationnelle normalement déformée A du noyau ^{152}Dy .

Le comportement du moment d'inertie dynamique des bandes A et B au delà de $\hbar\omega \approx 0.6$ MeV est la signature de l'influence de l'orbite proton vidée dans le noyau de référence ^{152}Dy . Le moment d'inertie dynamique de la bande B ne présentant aucune variation due à une interaction nous pouvons en déduire d'après la figure 4.50 que sa configuration est $\pi([532]3/2(\alpha = +1/2))^{-1} \otimes \nu(i_{13/2})^2$ ou $\pi([402]5/2(\alpha = +1/2))^{-1} \otimes \nu(i_{13/2})^2$. En revanche les fortes oscillations observées pour la bande A sont vraisemblablement dues à l'interaction des orbites $\pi[541]1/2(\alpha = +1/2)$ et $\pi[532]3/2(\alpha = +1/2)$ donnant donc la configuration finale $\pi([532]3/2(\alpha = -1/2))^{-1} \otimes \nu(i_{13/2})^2$ ou $\pi([402]5/2(\alpha = +1/2))^{-1} \otimes \nu(i_{13/2})^2$.

L'analogie entre l'évolution du moment d'inertie dynamique des bandes rotationnelles normalement déformées C des noyaux ^{151}Tb et ^{152}Dy , de la bande rotationnelle normalement déformée A du noyau ^{153}Dy (cf. fig. 4.51) implique qu'elles possèdent une configuration neutron identique. Les valeurs élevées de ces moments d'inertie dynamiques comparées à celles des bandes A et B du noyau ^{152}Dy conduisent à penser qu'à l'instar de la bande A du noyau ^{153}Dy un troisième neutron occupe l'orbitale neutron $i_{13/2}$ [App02]: $\nu(i_{13/2})^3$.

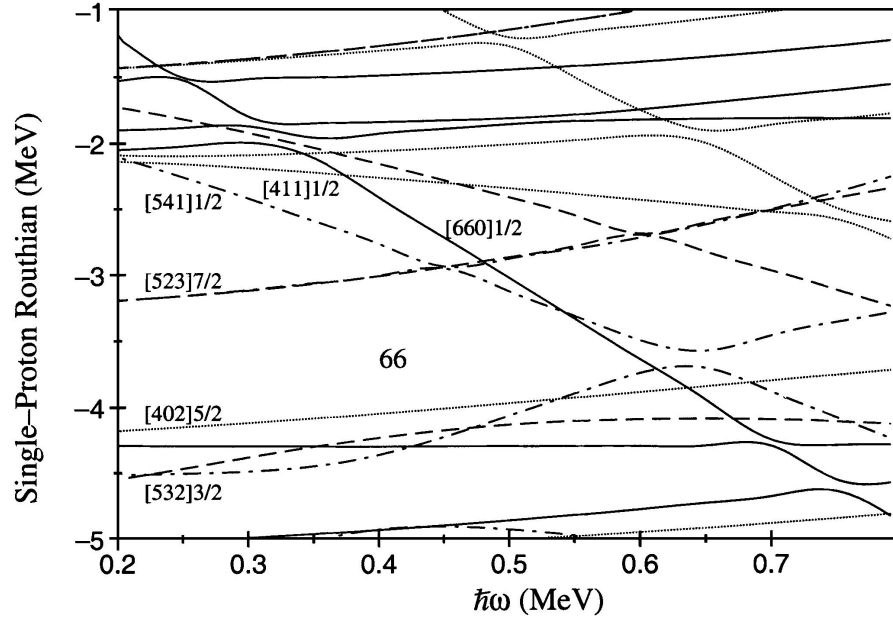


FIG. 4.50 – Routhians de particules individuelles calculés pour les protons proches de la surface de Fermi dans le noyau ^{152}Dy en utilisant un potentiel Woods-Saxon universel et les paramètres de déformation $\beta_2 = 0.30$, $\beta_4 = 0.004$ et $\gamma = 18^\circ$. Les traits pleins représentent les orbitales avec $(\pi, \alpha) = (+, +1/2)$, les traits en pointillés celles avec $(\pi, \alpha) = (+, -1/2)$, les traits en pointillés-tirets celles avec $(\pi, \alpha) = (-, +1/2)$, les traits en tirets celles avec $(\pi, \alpha) = (-, -1/2)$.

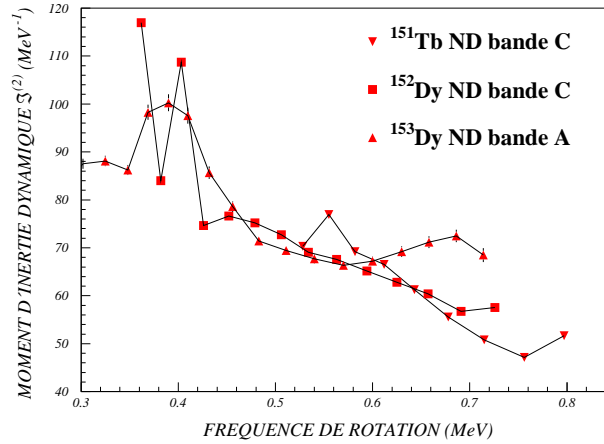


FIG. 4.51 – Moment d'inertie dynamique des bandes rotationnelles normalement déformées C des noyaux ^{151}Tb et ^{152}Dy , et de la bande rotationnelle A du noyau ^{153}Dy .

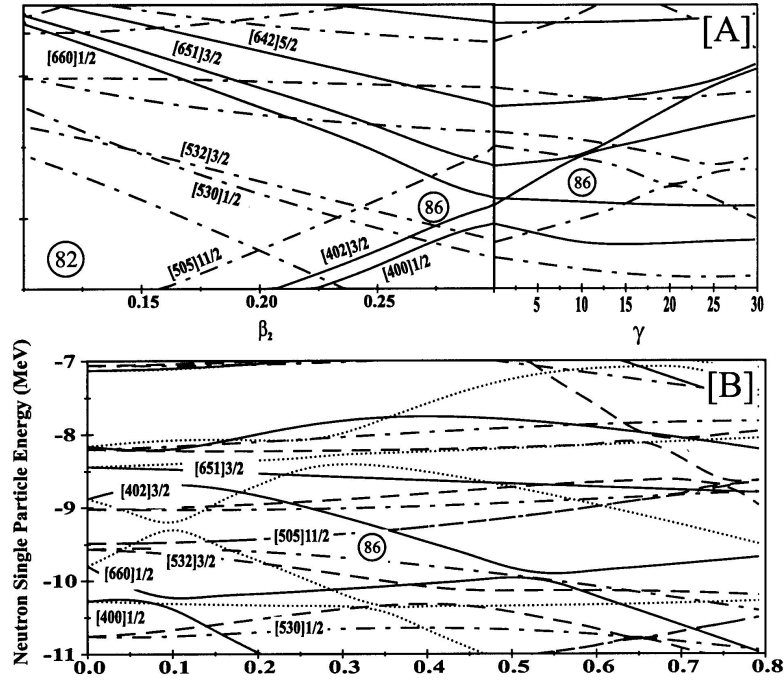


FIG. 4.52 – *Ruthians de particules individuelles calculés pour les neutrons proches de la surface de Fermi dans le noyau ^{152}Dy . (a) Evolution des orbitales neutron en fonction de la déformation quadrupolaire β_2 et de la triaxialité γ . (b) Effet de la rotation ω pour une déformation $\beta_2 = 0.30$ et $\gamma = 30^\circ$. Les traits pleins représentent les orbitales avec $(\pi, \alpha) = (+, +1/2)$, les traits en pointillés celles avec $(\pi, \alpha) = (+, -1/2)$, les traits en pointillés-tirets celles avec $(\pi, \alpha) = (-, +1/2)$, les traits en tirets celles avec $(\pi, \alpha) = (-, -1/2)$.*

Il a été déterminé que la bande C du noyau ^{152}Dy était construite sur l'excitation d'un neutron de l'orbitale $\nu[400]1/2$ ou $\nu[532]3/2$ vers $\nu[651]3/2$ (cf. fig. 4.52). La bande C du noyau ^{151}Tb ne descendant pas très bas en fréquence de rotation ($\hbar\omega > 0.5$ MeV) il nous est impossible de savoir si l'interaction qui devrait avoir lieu autour de $\hbar\omega \approx 0.35$ MeV, si l'orbitale $\nu[400]1/2(\alpha = -1/2)$ était occupée, existe réellement. Cependant l'orbitale $\nu[532]3/2(\alpha = -1/2)$ n'apportant pas une contribution importante au moment d'inertie, il est possible de la vider sans modifier beaucoup le moment d'inertie par rapport à celui de la bande A du noyau ^{152}Dy . Nous proposons donc pour la configuration de la bande C du noyau ^{151}Tb les combinaisons proton et neutron suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \pi([532]3/2(\alpha + 1/2))^{-1} & \nu([532]3/2(\alpha = -1/2))^{-1} \\ \text{ou} & \otimes \text{ou} \\ \pi([402]5/2(\alpha = +1/2))^{-1} & \nu([400]1/2(\alpha = -1/2))^{-1} \end{array} \right.$$

Pour définitivement assigner les configurations de ces bandes rotationnelles du noyau ^{151}Tb , il faudrait étendre à basse et haute fréquence de rotation la connaissance de leur moment d'inertie dynamique. De plus, des calculs du type TRS seraient également fort intéressants afin de définir avec précision les minima en β_2 , β_4 et γ de l'énergie totale de surface pour les régions super- et normalement déformées. Ainsi, nous pourrions fixer fermement les paramètres de déformation pour les calculs des routhians de particules individuelles nous servant à déterminer les configurations des nombreuses bandes de ce noyau traduisant sa richesse remarquable.

“M.Robin, le C⁺⁺ est une corde
qu’il faudra ajouter à votre arc.”

CONCLUSION

Conclusion

Actuellement la recherche de phénomènes de plus en plus rares nécessite la réalisation d'expériences de longue durée auprès de multidétecteurs possédant une grande efficacité de détection et un pouvoir de résolution important. Dans cette optique nous avons réalisé à la fin de l'année 2001 une expérience de 17 jours auprès du multidétecteur EUROBALL IV installé à l'Institut de Recherches Subatomiques de Strasbourg. L'objectif était de rechercher et d'étudier les transitions de liaison entre les puits super- et normalement déformé du noyau ^{151}Tb . L'analyse minutieuse des données collectées nous a permis d'accroître de manière significative nos connaissances sur les isotopes $^{151,152}\text{Tb}$.

Nous avons notamment mis en évidence trois nouvelles bandes superdéformées dans le noyau ^{152}Tb et à l'aide de calculs de champ moyen avec un potentiel de Woods-Saxon déformé nous leur avons assigné une configuration nous permettant entre autre d'identifier sans ambiguïté la bande yrast superdéformée. L'extension à haute fréquence de rotation des moments d'inertie dynamiques des huit bandes superdéformées du noyau ^{151}Tb nous a fourni de nouveaux éléments pour une assignation plus réaliste de leur configuration. En considérant l'intensité relative des diverses bandes excitées, nous avons pu établir une certaine cohérence avec les excitations particules-trous envisagées. Les bandes superdéformées 2 et 3 présentant un moment d'inertie identique ou très proche de celui de la bande yrast superdéformée du noyau ^{152}Dy sont les deux bandes superdéformées excitées les plus intenses du noyau ^{151}Tb avec une intensité relative de 31% et 27% respectivement. Puis viennent les bandes superdéformées basées sur une excitation neutron, avec un moment d'inertie dynamique proche de celui de la bande yrast superdéformée du noyau ^{150}Tb , et dont les intensités relatives varient entre 6% et 12%. Enfin, il reste la bande superdéformée 4 d'intensité relative 10% qui possède un moment d'inertie dynamique identique à celui de la bande yrast superdéformée du noyau ^{152}Dy sur une certaine plage de fréquence de rotation mais présente deux décrochements descendants à basse et haute fréquence de rotation. Les bandes 2 et 3 ont donc été associées respectivement à l'excitation d'un proton de l'orbitale $\pi[301]1/2(\alpha = -1/2)$ vers $\pi[651]3/2(\alpha = +1/2)$ et de l'orbitale $\pi[651]3/2(\alpha = -1/2)$ vers l'orbitale $\pi[651]3/2(\alpha = +1/2)$, et cette excitation ne demandant pas beaucoup d'énergie, nous observons deux bandes

CONCLUSION

peuplées de manière importante, la plus intense correspondant à l'orbitale vidée la plus proche du niveau de Fermi. Concernant les bandes 5, 6, 7 et 8, l'énergie nécessaire à la promotion d'un neutron de l'orbitale $\nu[770]1/2(\alpha = +1/2)$ vers $\nu[402]5/2(\alpha = \pm 1/2)$ ou $\nu[521]3/2(\alpha = \pm 1/2)$ diffère peu et entraîne l'observation de bandes excitées avec une intensité relative très voisine. Finalement la bande superdéformée 4 présente les deux caractéristiques décrites ci-dessus, une intensité relative correspondant à une excitation neutron et un moment d'inertie dynamique nécessitant une excitation proton. Nous avons donc réinterprété la configuration de cette bande comme l'excitation combinée d'un proton de l'orbitale $\pi[301]1/2(\alpha = +1/2)$ vers $\pi[651]3/2(\alpha = +1/2)$ et d'un neutron de l'orbitale $\nu[411]1/2(\alpha = -1/2)$ vers $\nu[761]3/2(\alpha = +1/2)$.

En plus de la confirmation de l'existence d'une transition de liaison de 2818 keV désexcitant la bande yrast superdéformée du noyau ^{151}Tb , nous avons mis en évidence une nouvelle transition de 3748 keV. Leur intensité a été estimée à environ 0.9% relativement au plateau de la bande yrast superdéformée. Quant à leur nature multipolaire, une mesure d'asymétrie a été effectuée, les caractérisant comme de probables transitions de type dipolaire. La détermination du chemin complet de désexcitation emprunté par ces transitions de liaison discrètes s'est avérée impossible à effectuer, et nous n'avons pu qu'établir certaines hypothèses à ce sujet. Ainsi, la transition de 2818 keV désexciterait l'état superdéformé alimenté par la transition intra-bande de 811 keV tandis que celle de 3748 keV désexciterait l'état situé juste au-dessus alimenté par la transition intra-bande de 854 keV. Nous avons réussi à relever une certaine cohérence concernant la région d'états normalement déformés alimentés par la transition de 3748 keV, et qui se situerait entre les spins $(71/2^-)$, $(69/2^-)$ et $(65/2^+)$. Par contre nous n'avons pas pu dégager de manière définitive des éléments relatifs à la transition de 2818 keV, comme ce fut d'ailleurs également le cas pour une transition de 2713 keV découverte en même temps que celle de 4011 keV dans le noyau de ^{152}Dy où la bande yrast superdéformée a été connectée au puits normalement déformé.

Nous avons également mis en évidence le phénomène de coexistence de formes dans le noyau ^{151}Tb , alors que celui-ci avait été découvert depuis de nombreuses années dans quelques noyaux de la masse $A \sim 150$. L'intensité relativement faible de ces bandes rotationnelles normalement déformées et l'irrégularité de l'espacement entre les transitions les composant expliquent en grande partie leur découverte tardive. Faute de pouvoir disposer de calculs d'énergie potentielle de surface, nous avons comparé le moment d'inertie dynamique de ces bandes à celui des bandes présentes dans le noyau de ^{152}Dy où elles ont été interprétées comme des bandes rotationnelles triaxiales de déformation $\beta_2 = 0.30$ et $\gamma = 18^\circ$.

CONCLUSION

L'incroyable engouement suscité par la découverte de la superdéformation en 1986 perdure encore aujourd'hui. En effet, de nombreuses questions ont été soulevées suite aux propriétés et caractéristiques surprenantes des bandes rotationnelles du second puits de potentiel. Pour la majeure partie des quelques 250 bandes superdéformées répertoriées et tout particulièrement dans la région de masse $A \sim 150$, l'énergie d'excitation et le moment angulaire des états superdéformés les composant ne sont pas fixés. Les mécanismes responsables de l'observation de bifurcations $\Delta I = 4$ ou d'identité entre des bandes superdéformées appartenant à des noyaux parfois différents de plusieurs nucléons sont loin d'avoir trouvé une explication satisfaisante. Sans oublier bien sûr la recherche de l'hyperdéformation, où une tentative dans le noyau ^{126}Ba a réuni pendant quatre semaines des chercheurs de tous horizons pour le dernier baroud d'honneur du multidétecteur EUROBALL IV.

Les multidétecteurs de nouvelle génération comme AGATA, dont le projet est actuellement dans sa phase de R&D, devraient voir le jour dans environ six ans. Avec un gain de deux à trois ordres de grandeur en sensibilité de détection par rapport aux appareillages les plus performants utilisés aujourd'hui, le temps nécessaire pour réaliser une expérience équivalente à celle de mon travail de thèse ne devrait pas excéder plus d'une journée. Un tel appareillage ouvre donc de toutes nouvelles perspectives dans la compréhension du comportement de la matière nucléaire à haut moment angulaire.

“Ce qui importe le plus, c’est la recherche elle-même.
Elle est plus importante que les chercheurs.
La conscience doit rêver;
il lui faut un territoire pour ses rêves et, rêvant,
elle doit invoquer des rêves toujours nouveaux.”

Morgan HEMPSTEAD, Conférences de Lunabase.
Frank Herbert [Her86], Destination : Vide.

BIBLIOGRAPHIE

Bibliographie

- [Ald66] K.Alder and H.Winther, Academic Press (1966).
- [And76] G.Anderson *et al.*, Nucl. Phys. **A269** (1976) 205.
- [Aou00] N.El.Aouad *et al.*, Nucl. Phys. **A676** (2000) 155.
- [App02] D.E.Appelbe *et al.*, Phys. Rev. **C66** (2002) 044305.
- [Aza97] F.Azaiez, Nucl. Phys. News. Eur. **7(4)** (1997).
- [Bak95] C.Baktash *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 1946.
- [Baz94] D.Bazzaco *et al.*, Phys. Rev. **C49** (1994) R2281.
- [Bea92] C.W.Beausang *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. **A313** (1992) 37.
- [Bec92a] F.A.Beck, Prog. Part. Nucl. Phys. **28** (1992) 443.
- [Bec92b] F.A.Beck *et al.*, Proceedings Workshop on Large γ -ray Detector Arrays, Chalk River, Canada, 22-23 mai 1992 .
- [Bec97] F.A.Beck, communication privée, C.R.N. Strasbourg (1997).
- [Ben75] R.Bengtsson *et al.*, Phys. Lett. **B57** (1975) 301.
- [Ben87] M.A.Bentley *et al.*, Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 2141.
- [Boh39] N.Bohr and J.A.Wheeler, Phys. Rev. **56** (1939) 426.
- [Boh51] A.Bohr, Phys. Rev. **81** (1951) 134.
- [Boh52a] A.Bohr, K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat-Fys. **Medd 26** (1952) No 14.
- [Boh52b] A.Bohr, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. **Selk 26** (1952) 14.
- [Boh53a] A.Bohr and B.Mottelson, K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat-Fys. **Medd 27** (1953) No 16.
- [Boh53b] A.Bohr and B.Mottelson, Phys. Rev. **90** (1953) 717.
- [Boh58] A.Bohr *et al.*, Phys. Rev. **110** (1958) 936.
- [Bon87] P.Bonche *et al.*, Nucl. Phys. **A467** (1987) 115.
- [Byr02] Th.Byrski *et al.*, Phys. Rev. **C65** (2002) 034324.
- [Byr90] Th.Byrski *et al.*, Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 1650.
- [Byr98] Th.Byrski *et al.*, Phys. Rev. **57** (1998) 1151.
- [Cha87] R.R.Chasman *et al.*, Phys. Lett. **B187** (1987) 219.
- [Che92] B.Q.Chen *et al.*, Phys. Rev. **C46** (1992) 1582.
- [Cla03] A.Gadea, <http://www.lnl.infn.it> .
- [Coh74] S.Cohen *et al.*, Annals of Phys. **82** (1974) 557.

BIBLIOGRAPHIE

- [Cri95] F.Cristando *et al.*, Phys. Lett. **B355** (1995) 281.
- [Cur93] D.Curien *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 2559.
- [Dag94] P.J.Dagnall *et al.*, Phys. Lett. **B335** (1994) 313.
- [Dag95] P.J.Dagnall *et al.*, Z. Phys. **A353** (1995) 251.
- [Dec80] J.Dechargé and D.Gogny, Phys. Rev. **C21** (1980) 1568.
- [Del95] M.A.Deleplanque *et al.*, Phys. Rev. **C52** (1995) R2302.
- [Duc94] G.Duchêne *et al.*, Z. Phys. **A350** (1994) 39.
- [Duc99] G.Duchêne *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. **A432** (1999) 90.
- [Dud85] J.Dudek and W.Nazarewicz, Phys. Rev. **C31** (1985) 298.
- [Dud94] J.Dudek, Communication privée (1994).
- [Ebe01] J.Eberth *et al.*, Prog. Part. Nucl. **46** (2001) 389.
- [Ebe96] J.Eberth *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. **A369** (1996) 135.
- [Egi93] J.L.Egido and L.M.Robledo, Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 2876.
- [Fal89] P.Fallon *et al.*, Phys. Lett. **B218** (1989) 137.
- [Fin97] Ch.Finck, Thèse de doctorat U.L.P Strasbourg (1997).
- [Fin98] Ch.Finck *et al.*, Eur. Phys. J. **A2** (1998) 123.
- [Fin99] Ch.Finck *et al.*, Phys. Lett. **B467** (1999) 15.
- [Fli93] S.Flibotte *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 4299.
- [Gal94] B.Gall, Thèse de doctorat Université de Paris XI Orsay (1994).
- [Gal96] A. Galindo-Uribari *et al.*, Phys. Rev. **C54** (1996) 1057.
- [Gir92] M.Gird *et al.*, Phys. Rev. **C45** (1992) 1420.
- [Hac97] G.Hackman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 4100.
- [Ham94] I.Hamamoto *et al.*, Phys. Lett. **B333** (1994) 294.
- [Ham95] I.Hamamoto *et al.*, Phys. Scr. **T56** (1995) 27.
- [Han99] X.Han and C.Wu, Atomic Data and Nuclear Data tables **73** (1999) 43.
- [Her86] F.Herbert, Destination : Vide, Editions Robert Laffont, Presses Pocket, Collection Science-Fiction n° 5220 (1986) 30.
- [Hil53] D.L.Hill and J.A.Wheeler, Phys. Rev. **89** (1953) 1102.
- [Ide01] E.Ideguchi *et al.*, Phys. Rev. Lett **87** (2001) 222501.
- [Ing54] D.R.Inglis, Phys. Rev. **96** (1954) 1059.
- [Inn98] An innerball for EUROBALL, Project Definition (1998).
- [Jam88] A.N.James *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. **A267** (1988) 144.
- [Jen49] O.Haxel *et al.*, Phys. Rev. **75** (1949) 1766.
- [Jin95] H.Q.Jin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 1471.
- [Joh70] T.Johansson *et al.*, Ann. Phys. t5 **No6** (1970) 385.
- [Joh71] A.Jonhson *et al.*, Nucl. Phys. **A179** (1971) 753.
- [Joh89] J.K.Johansson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **64** (1989) 2200.
- [Jon95] P.M.Jones *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. **A362** (1995) 556.

BIBLIOGRAPHIE

- [Jos96] D.T.Joss *et al.*, Phys. Rev. **C54** (1996) R969.
- [Jur03] P.Greenlees, <http://www.phys.jyu.fi/research/gamma/jurogam/> .
- [Kha94] B.Kharraja, Thèse de doctorat U.L.P Strasbourg (1994).
- [Kha95] B.Kharraja *et al.*, Phys. Lett **B341** (1995) 268.
- [Kha98] B.Kharraja *et al.*, Phys. Rev. **C58** (1998) 1442.
- [Kho78] T.L.Khoo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 1027.
- [Kho96] T.L.Khoo *et al.*, Phys. Rev. Lett **76** (1996) 1583.
- [Kin00] N.Kintz, Thèse de doctorat U.L.P Strasbourg I (2000).
- [Kno89] G.F.Knoll, Radiation detection and measurement (2ndedition) (1989).
- [Koe91] W.Koepf and P.Ring, Z. Phys. **339** (1991) 81.
- [Laf97] D.R.Lafosse *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 614.
- [Lag01] K.Lagergren *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 022502.
- [Lau02] T.Lauritsen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 282501.
- [Lie01] R.M.Lieder *et al.*, Nucl. Phys. **A682** (2001) 279c.
- [Lip60] H.Lipkin, Annals of physics **9** (1960) 272.
- [Lop96] A.Lopez-Martens *et al.*, Phys. Lett. **B380** (1996) 18.
- [Lun95] S.Lunardi *et al.*, Phys. Rev. **C52** (1995) R6.
- [May49] M. Mayer, Phys. Rev. **75** (1949) 1969.
- [May50] M. Mayer, Phys. Rev. **78** (1950) 16,22.
- [Mer79] J.C.Merdinger *et al.*, Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 23.
- [Moo89] E.F.Moore *et al.*, Phys. Rev. Lett **63** (1989) 360.
- [Mot60] B.R.Mottelson and J.G.Valatin, Phys. Rev. Lett. **5** (1960) 511.
- [Nab97] D.P.McNabb *et al.*, Phys. Rev. **C56** (1997) 2474.
- [Naz90] W.Nazarewicz *et al.*, Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 1654.
- [Nee75] K.Neergård *et al.*, Phys. Lett. **B59** (1975) 218.
- [Nee76] K.Neergård *et al.*, Nucl. Phys. **A262** (1976) 61.
- [Nil55] S.G.Nilsson, K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat-Fys. **29** (1955) No 16.
- [Nog64] Y.Nogami, Phys. Rev. **134** (1964) B313.
- [Nol85] P.Nolan *et al.*, J. Phys. **G11** (1985) L17.
- [Nol94] P.Nolan *et al.*, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **45** (1994) 561.
- [Nya86] B.M.Nyakó *et al.*, Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 2680.
- [Oda01] A.Odahara *et al.*, “First joint meeting of the nuclear physics division of APS and JPS”, Hawaii, USA, Octobre 2001 .
- [Pau88] E.S.Paul *et al.*, Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 42.
- [Per96] S.Perries *et al.*, Z. Phys. **A356** (1996) 1.
- [Pet94] C.M.Petrache, Nucl.Phys. **A579** (1994) 285.
- [Pet95] C.M.Petrache, Phys. Scr. **T56** (1995) 299.
- [Pet96] C.M.Petrache *et al.*, Phys. Lett. **B387** (1996) 31.

BIBLIOGRAPHIE

- [Pol62] S.M.Polikanov *et al.*, Soviet Physics J.E.T.P. **15** (1962) 1016.
- [Pra73] H.C.Praham *et al.*, Nucl. Phys. **A201** (1973) 357.
- [Pri03] A.M.Stefanini, <http://www.lnl.infn.it> .
- [Rag80] I.Ragnarsson *et al.*, Nuc. Phys. **A520** (1980) 287.
- [Rag90] I.Ragnarsson *et al.*, Nucl. Phys. **A520** (1990) 67c.
- [Rag93] I.Ragnarsson, Nucl. Phys. **A557** (1993) 167c.
- [Rai50] J.Rainwater, Phys. Rev. **79** (1950) 432.
- [Ris03] H.Wollersheim, http://www-aix.gsi.de/wolle/EB_at_GSI/main.html .
- [Rob02] J.Robin *et al.*, Symposium on “Nuclear Structure Physics with EU-ROBALL: Achievements 1997-2002”, Université de Paris-Sud, Orsay Campus, LAL Auditorium, 19-20 mars 2002 .
- [Ros93] C.Rossi-Alvarez, Nucl. Phys. News. Eur. **3(3)** (1993) 10.
- [Rud96] D.Rudolph *et al.*, Phys. Lett. **B389** (1996) 463.
- [Rud98] D.Rudolph *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 3018.
- [Rud99] D.Rudolph *et al.*, Phys. Rev. Lett **82** (1999) 3763.
- [Sar98] D.G.Sarantites *et al.*, Phys. Rev. **C57** (1998) R1.
- [Sav96] H.Savajols *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 4480.
- [Sch01] N.Schunck, Thèse de doctorat U.L.P Strasbourg I (2001).
- [Sch92] W.Schmitz *et al.*, Nucl. Phys. **A539** (1992) 112.
- [Sch93] W.Schmitz *et al.*, Phys. Lett. **B303** (1993) 230.
- [Sch95] H.Schnack-Petersen, Nucl. Phys. **A594** (1995) 175.
- [Sem96] A.T.Semple *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 3671.
- [Shi01] Y.R.Shimizu *et al.*, Nucl. Phys. **A682** (2001) 464c.
- [Shi93] Y.R.Shimizu *et al.*, Nucl. Phys. **A557** (1993) 99c.
- [Sim97] J.Simpson, Z. Phys. **A358** (1997) 139.
- [Sky59] T.H.R.Skyrme, Nucl. Phys. **9** (1959) 615.
- [Smi00] M.B.Smith *et al.*, Phys. Rev. **C61** (2000) 034314.
- [Smi95] A.G.Smith *et al.*, Phys. Lett. **B355** (1995) 32.
- [Spe72] H.J.Specht *et al.*, Phys. Lett. **B41** (1972) 43.
- [Ste02] O.Stezowski *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. **A488** (2002) 314.
- [Ste90a] F.S.Stephens *et al.*, Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 2623.
- [Ste90b] F.S.Stephens *et al.*, Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 301.
- [Ste99] O.Stezowski *et al.*, Nucl. Instrum. and Meth. **A424** (1999) 552.
- [Str67] V.M.Strutinsky *et al.*, Nuc. Phys. **A95** (1967) 420.
- [Sty83] J.Styczeń *et al.*, Phys. Rev. Lett. **50** (1983) 1752.
- [Sun95] Y.Sun *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 3398.
- [Sun96] Y.Sun *et al.*, Phys. Rev. **C54** (1996) 2967.
- [Sve00] C.E.Svensson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 2693.

BIBLIOGRAPHIE

- [Sve97] C.E.Svensson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 1233.
- [Sve99] C.E.Svensson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 3400.
- [The96] Ch.Theisen *et al.*, Phys. Rev. **C54** (1996) 2910.
- [Tor99] S.Törmänen *et al.*, Phys. Lett. **B454** (1999) 8.
- [Twi86] P.J.Twin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 811.
- [Vau70] D.Vauterin and D.M.Brink, Phys. Rev. **B32** (1970) 149.
- [Vau72] D.Vauterin and D.M.Brink, Phys. Rev. **C5** (1972) 626.
- [Vig90] E.Viguzzi *et al.*, Phys. Lett. **B249** (1990) 163.
- [Wei35] C.F.V.Weizsäcker, Z. Phys. **96** (1935) 431.
- [Woo54] R.D.Woods and D.S.Saxon, Phys. Rev. **95** (1954) 577.
- [Yan98] C.X.Yang *et al.*, Eur. Phys. J. **A1** (1998) 237.
- [Zub91] K.Zuber *et al.*, Phys. Lett. **B254** (1991) 308.

Résumé

Si le phénomène de superdéformation a été maintes fois mis en évidence dans de diverses et nombreuses régions de masse, pour la majeure partie des bandes superdéformées découvertes, principalement dans la région de masse $A \sim 150$, l'énergie d'excitation et le moment angulaire de leurs états superdéformés ne sont toutefois pas fixés. Nous avons donc entrepris à l'aide du multidétecteur EUROBALL IV situé à l'Institut de Recherches Subatomiques de Strasbourg, la recherche et l'étude de transitions de liaison entre les puits super- et normalement déformés dans le noyau ^{151}Tb . De plus, ce noyau présente la particularité de posséder une bande superdéformée excitée identique à celle de la bande yrast du noyau ^{152}Dy , récemment reliée aux états normalement déformés.

Pour étendre notre étude comparative avec le noyau ^{152}Dy , présentant une coexistence de formes dans le premier puits de potentiel, nous avons également mené la recherche de bandes rotationnelles de nature collective à déformation allongée mais modérée, coexistant avec la structure à déformation aplatie du noyau ^{151}Tb .

La découverte de nouvelles bandes superdéformées dans les isotopes $^{151,152}\text{Tb}$, l'extension à faible et haut moments angulaires des bandes précédemment connues et la réalisation de calculs de champ moyen avec un potentiel de Woods-Saxon déformé ont contribué à approfondir notre connaissance aussi bien qu'à soulever de nouvelles questions quant aux assignations de configuration d'orbitales de ces bandes.

Mots clés : Spectroscopie gamma, Haut moment angulaire, Superdéformation, Désexcitation, Transitions de liaison, Noyaux triaxiaux, Bandes collectives, Moment d'inertie, Techniques d'analyse multidimensionnelle, Soustraction de fond, Champ moyen, Potentiel de Woods-Saxon.

Abstract

While the superdeformation phenomenon has been observed many times in different mass regions, the excitation energy and angular momentum are not known for most of the superdeformed bands, mainly in the $A \sim 150$ mass region. We have thus undertaken the search for and study of linking transitions between super- and normal deformed potential wells in the ^{151}Tb nucleus with the EUROBALL IV spectrometer based at the Institut de Recherches Subatomiques de Strasbourg. This nucleus presents the peculiarity of having an excited superdeformed band identical to the yrast one of ^{152}Dy , which has recently been linked to normal deformed states.

As the ^{152}Dy nucleus exhibits a shape coexistence in the first potential well, we have also searched for collective rotational bands with prolate but moderate shape, coexisting with the oblate structure of ^{151}Tb .

The discovery of new superdeformed bands in the $^{151,152}\text{Tb}$ isotopes, the extension to lower and higher spins of the previously known bands, and mean field calculations with a deformed Woods-Saxon potential have contributed to improve our knowledge as well as raise new questions on the orbitals configuration assignments of these bands.